

Doktori disszertáció  
Eötvös Loránd Tudományegyetem  
Természettudományi Kar

# Gamma-kitörések

fizikai jellemzőinek statisztikus vizsgálata

**Veres Péter**

Doktori iskola vezetője: **Dr. Horváth Zalán**, egyetemi tanár  
Doktori program vezetője: **Dr. Csikor Ferenc**, egyetemi tanár  
Témavezetők: **Dr. Bagoly Zsolt**, egyetemi docens  
**Dr. Horváth István**, egyetemi tanár



Budapest, 2011

*«El mundo era tan reciente, que muchas cosas carecían de nombre,  
y para mencionarlás había que señalarías con el dedo.»*

*„Annyira új volt a világ, hogy sok minden még nevet se kapott,  
s ha meg akarták említeni, ujjal mutattak rá.”*

Gabriel García Márquez  
*Száz év magány*

# Tartalomjegyzék

<b>1. Bevezető</b>	<b>5</b>
1.1. Történeti áttekintés . . . . .	5
1.2. Megfigyelő eszközök . . . . .	7
1.3. Észlelt tulajdonságok . . . . .	12
1.4. Elméleti modellek . . . . .	24
1.5. A belső lökeshullám, a tűzgolyók közötti kölcsönhatás . . . . .	26
<b>2. A gamma-kitörés és az utófény</b>	<b>35</b>
2.1. A gamma- és a röntgenfluxusok összehasonlítása . . . . .	35
2.2. Adatfeldolgozás . . . . .	36
2.3. A röntgen- és gamma-sugárzás eredetének kapcsolatáról . . . . .	41
2.4. A röntgen- és gamma-tartomány összehasonlításának eredménye . . . . .	46
<b>3. Nagyon távoli események</b>	<b>49</b>
3.1. K-korrekcio . . . . .	49
3.2. Alkalmazás a GRB 080913 kitörésre . . . . .	54
3.3. A GRB 080913 eredetére vonatkozó eredmények összefoglalása . . . . .	56
3.4. A J1430+4204 kvazár fizikai paraméterei . . . . .	61

<b>4. A közepes GRB csoport fizikai jellemzőinek vizsgálata</b>	<b>67</b>
4.1. Mintaválasztás és alkalmazott módszerek . . . . .	67
4.2. A kitöréscsoportok megfigyelt adatainak összehasonlítása . . . . .	68
4.3. Az eredmények összefoglalása . . . . .	72
<b>5. Röntgenfelvillanások a GRB csoportosítási módszerek fényében</b>	<b>77</b>
5.1. Csoportosítási eljárások előzményei . . . . .	77
5.2. Minta definiálása . . . . .	79
5.3. Osztályozás . . . . .	80
5.4. Csúcsfluxus eloszlás a modell alapú csoportosítás alapján . . . . .	93
5.5. Mért vöröseltolódással rendelkező és nem rendelkező kitörések . . . . .	94
5.6. Diskusszió . . . . .	98
5.7. A csoportosítás eredményei . . . . .	105
<b>6. A Swift kitörések irány szerinti eloszlása</b>	<b>107</b>
6.1. A probléma ismertetése . . . . .	107
6.2. Lefedési, expozíciós függvény . . . . .	108
6.3. Véletlen minták generálása . . . . .	109
6.4. Izotrópia tesztek . . . . .	110
6.5. Eredmények értelmezése . . . . .	113
6.6. Következtetés . . . . .	115
<b>7. Eredmények összefoglalása</b>	<b>117</b>
<b>A. BAT bővített katalógus</b>	<b>121</b>

# 1. fejezet

## Bevezető

Ebben a fejezetben először röviden áttekintem a kitörések felfedezésének történetét. A kitörések kutatásában a küldetését teljesítő műszernek van központi szerepe, ezek szerint szokás felosztani az időszakokat. Bemutatom azokat a műholdakat, amelyek adatait kutatásaim során használtam. Ezek után a kitörések megfigyelt tulajdonságait sorolom fel. A fejezet végén bemutatom a ma leginkább elfogadott modellt, amelynek segítségével a megfigyelt tulajdonságok értelmezhetők.

### 1.1. Történeti áttekintés

A gamma-kitörések<sup>1</sup> napjaink asztrofizikájának egyik legintenzívebben kutatott területe. Felfedezésük a véletlennek köszönhető: a hidegháború idején az Egyesült Államok kifejlesztette a Vela műholdcsaládot, hogy a Szovjetunió által esetlegesen az űrben végrehajtott nukleáris robbantások nyomatait figyelje. Meglepő módon az égbolt véletlenszerű irányából intenzív gamma-felvillanásokat észleltek. A jelenség spektruma alapján azonnal világos volt, hogy nem szovjet kísérleteket észleltek, és a Napot, a Holdat és a Földet is kizárták a források származási helyeként.

---

<sup>1</sup>A megnevezés helyesírásáról: „A görög betűkkel, illetve azok nevével alkotott összetételeket következetesen kötőjellel írjuk.” – <http://www.e-nyelv.hu/2010-08-11/gamma-kitores/> (Szegi 2010), valamint *Helyesírás* Osiris Kiadó

A kitörések nagyjából 0,001 – 1000 másodpercig tartanak. Jelenleg három fajtájukat ismerjük: rövidек, közepesek és hosszúak. Ezek az elnevezések az időtartamukra utalnak. A rövideket a leginkább elfogadott elmélet szerint neutroncsillag-párok hozzák létre, amint gravitációs hullámokat kibocsátva egymásba spiráloznak (Nakar 2007). A hosszúakat nagytömegű, gyorsan forgó, alacsony fémtartalmú csillagok végső fejlődési fázisukban létrejövő fekete lyuk hozza létre (MacFadyen & Woosley 1999). E két csoport létezése elfogadott és valószínűleg két, fizikailag különböző mechanizmus hozza létre (Balázs et al. 2003). A közepes csoport eredetére nézve még nincs elfogadott fizikai modell.

Egy kitörés időbeli lefolyása az azonnali (*prompt*) fázissal kezdődik. Ez a tulajdonképpeni gamma-kitörés: a műholdak által mért másodpercenkénti fotonszám meghalad egy előre beállított határt (amely a háttér szórásának és műszerfüggő kritériumok függvénye). Ezt nevezzük idegen szóval *triggernek* (kiváltó esemény).

A kitörések kutatásának történetében az egyik legjelentősebb mozzanat annak megállapítása, hogy kozmológiai távolságban keletkeznek. A gamma-tartományban a kitörésekről nem lehetséges vonalas spektrum rögzítése, amelyből vöröseltolódására lehetne következtetni. Az utófény (*afterglow*) megfigyelése adta meg a lehetőséget, hogy meghatározzuk a kitörés távolságát a hosszúhullámú megfigyelések segítségével. Az utófény az elképzelések szerint a szülő objektum környezetében levő anyag sugárzása amelyet robbanás energiája gerjeszt. Nagyon gyorsan halványodik (tipikusan  $F(t) \propto t^{-1 \dots -3}$  szerint), éppen ezért nehéz megfigyeléseket végezni róla. Az észlelést tovább nehezítette, hogy a gamma-tartományban a korabeli műholdak több fok nagyságrendű hibával határozták meg a kitörések pozícióit. A BeppoSAX műhold a GRB 970228 jelű kitörés után nyolc órával észlelte az utófény röntgensugárzását, melynek égi pozícióját ívmásodperces nagyságrendű hibával határozták meg, és később spektrumot is fel lehetett róla venni.<sup>2</sup>

Pontos helymeghatározás az utófények megfigyelése előtt is lehetséges volt, viszont a pozíció kiszámítása hosszú időt vett igénybe. Napjainkban a Swift műhold BAT műszere ívperces nagyságrendű hibával határozza meg a kitörések pozícióit (például

<sup>2</sup>A kitöréseket a GRB előtaggal jelöljük és az utána következő számsor a felfedezés dátumát kódolja. 2010-től egyezményesen A utótagot kap az aznap felfedezett első kitörés. Korábban csak akkor kapta meg ezt a végződést, ha azon a napon több kitörést is felfedeztek. Ilyenkor a következőket B, C, D stb. betűkkel illetik.

Moretti et al. 2006). A gyors helymeghatározásnak köszönhetően a röntgen és optikai műszerek sokszor már az azonnali fázis ideje alatt észlelik a jelenséget (Akerlof et al. 1999). Nem olyan éles tehát a határ az azonnali fázis és az utófény között, bár a keletkezésükben az uralkodó elméletek szerint két külön folyamat játszik közre.

A Föld légköre nagy opacitású a 10 eV-nál nagyobb energiájú fotonokra nézve. Ebből kifolyólag, közvetett észlelési módszerektől (nagyon nagy energiájú fotonok és részecskék által a légkörben keltett záporok) eltekintve, lehetetlen a földfelszínről megfigyeléseket végezni röntgen- és gamma-tartományban. Megemlítendő kivétel a kozmikus részecskék (nagyenergiájú fotonok, protonok, neutronok, elektronok és egyszerűbb atommagok). Ezeket a felszínről úgynevezett kaszkád technikával lehet sikeresen figyelni. Ez abban áll, hogy a kozmikus részecske kölcsönhat a légkör atomjaival, azok további részecskékké ütköznek, és így kialakul egy kozmikus zápor vagy kaszkád ami a felszínről megfigyelhető.

## 1.2. Megfigyelő eszközök

A Vela műholdak fedezték fel magát a jelenséget. A Compton Gamma-ray Observatory műhold Burst And Transient Source Experiment (BATSE) műszere a mai napig a legnagyobb mintával rendelkezik, és mérései jelentős bizonyítékot szolgáltatottak a kozmológiai eredet mellett. A BeppoSAX műhold mérte meg először a kitörések utófényét, lehetőséget adva így az optikai távcsöveknek a távolság meghatározására. A Swift műhold szolgáltatja a legnagyobb vöröseltolódás mintát, és érdekes jelenségeket (röntgen *flare*-eket) mért meg a kitörés utófényének korai fázisában. A Fermi műhold LAT műszere  $\sim$  GeV energiájú fotonokat mutatott ki, melyeket pár másodperc késéssel észlelt a  $\lesssim$  MeV fotonokhoz képest.

### 1.2.1. Vela műholdak

A Vela műholdcsalád fedezte fel a kitöréseket. A légköri atombomba kísérletek tiltását szolgáló egyezmény betartását ellenőrizte. A tervek szerint képes lett volna jelezni

a Hold nem látható oldalán végrehajtott robbantás után keletkező radioaktív felhő bomlástermékeit is.

A megfigyelő műholdakat párban működtették. Az első kitörést 1967-ben észlelték. Háromszögelési módszerrel kizárható volt a földi eredet. Szintén kizárták a Holdat és a Napot, mint a jelek forrását. Az első publikáció 1973-ban jelent meg 16 gamma-kitörésről (Klebesadel et al. 1973).

### 1.2.2. Compton Gamma-Ray Observatory – Burst And Transient Source Experiment (CGRO-BATSE)

A kitörésekről hatalmas mennyiségű adatot gyűjtött ez a berendezés. 2000-ben fejezte be működését, de még ma is jelennek meg új eredmények a méréseire támaszkodva. Nyolc darab, egy oktaéder lapjaival párhuzamosan elhelyezkedő detektorból épült fel és a teljes égboltot képes volt észlelni. A nyolc egység egyenként NaI alapú Large Area Detektor (LAD)-nak, illetve egy Spectroscopy Detector (SD)-nek nevezett modulból állt. Előbbi pontos időbeli felbontást szolgáltatott, utóbbi pedig jó felbontású spektrumokat készített. Bár nem segítségével felfedezték fel az első utófényt, 1997 és 2000 között több olyan kitörést is mért, amelynek ismert volt a vöröseltolódása. A BATSE eredményei között említést érdemelnek a következők:

- A kitörések égbolt-eloszlása nagyjából izotrop (Briggs et al. 1996). Ez közvetett bizonyíték a kitörések kozmológiai eredetére. (Ha például a Tejútrendszerben keletkeznének, vagyis galaktikus eredetűek lennének, akkor a tejút síkjában több eseményt várnánk, illetve például az M31 (Androméda-galaxis) irányából szintén több eseményt kellene megfigyelnünk.) Ha a kitörések a Naprendszerben keletkeznek, akkor is izotrop eloszlásúak lennének.
- A kitörések azonnali (prompt) emissziójának spektruma az empirikus „Band”-függvénnyel írható le (Band et al. 1993) a BATSE energia-intervallumban. Azért empirikus, mert nem ismerünk olyan fizikai folyamatot, amely egymagában megmagyarázná az alakját.



- Nem találtak spektrális vonalakat (Band et al. 1996), bár bizonyos korábbi mérések szerint ezeknek látszaniuk kellett volna (Murakami et al. 1988; Mazets et al. 1979).
- A kitörések két osztálya rajzolódik jól ki az időtartam szerinti eloszlásban (Kouveliotou et al. 1993). A határ 2 másodpercnél található. Általánosságban rövidnek tekintünk egy kitörést, ha két másodpercnél rövidebb ideig tart, ellenkező esetben hosszúnak.

### 1.2.3. BeppoSAX

A BeppoSAX műhold fedezte fel az első utófényt. A műhold előbb röntgen tartományban azonosította a forrást (Costa et al. 1997), és ezt követően (a kellő pontosságú pozíciómérésnek köszönhetően) a földi távcsövekkel is észlelni lehetett optikai- (van Paradijs et al. 1997), majd később a rádiótartományban (Frail et al. 1997). Ez a műhold szolgálta az első közvetlen bizonyítékot a kitörések kozmológiai eredetére.

### 1.2.4. Reuven Ramaty High Energy Solar Spectroscopic Imager (RHESSI)

A RHESSI kísérlet egy Nap-észlelő műhold (Lin et al. 2002) amely röntgen- és gamma-tartományban érzékeny. Nem képes önmagától felismerni a kitöréseket, hanem más műholdak által észlelt kitöréseket utólag lehet azonosítani a méréseiben. A folyamatosan észlelő műhold jelenlegi katalógusa 427 kitörést tartalmaz (Řípa et al. 2009a).

### 1.2.5. Swift

A Swift műhold napjaink egyik legjelentősebb eredményeit szolgáltató műszere (Gehrels et al. 2004). Attól különleges, hogy nagyon gyorsan rá tudja fordítani a hosszú hullámhosszú (röntgen és optikai tartományban érzékeny) berendezéseit a kitörés koordinátáira a kitörés észlelése után. Ezt a ráfordulást emberi beavatkozás nélkül képes elvégezni. Három műszerrel rendelkezik: a Burst Alert Telescope (BAT) (Barthelmy

et al. 2005), X-ray Telescope (XRT) (Burrows et al. 2005a) és Ultra-Violet and Optical Telescope (UVOT) (Roming et al. 2005).

### **Burst Alert Telescope**

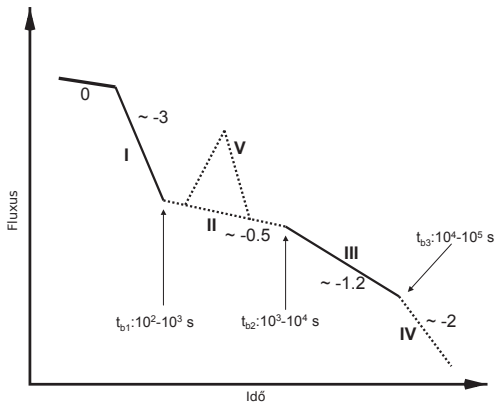
A BAT műszer egy kódolt maszkból és detektor-mátrixból áll. A kódolt maszk a detektorok felett helyezkedik el és átlátszatlan a 15 – 150 keV energiájú fotonok számára. Egy pontforrás „árnyéka” egy jellegzetes mintázatot hoz létre a detektoron, amelyből a forrás égi koordinátája ívpercnyi pontossággal meghatározható. Ez elegendően pontos ahhoz, hogy a röntgen (XRT) távcső látómezejének méreténél kisebb legyen a hiba.

### **X-ray Telescope (XRT)**

Az XRT egy „súrolótükörös” műszer, a röntgen fotonok fókuszálását olyan tükrökkel érik el, amelyekre a fotonok lapos szögben esnek. Legfontosabb eredménye az utófény korai fázisának vizsgálata, valamint a korai fázis eddig ismeretlen struktúrájának feltárása (O’Brien et al. 2006), a felismerés, hogy a utófényben számos felfénylés figyelhető meg (Burrows et al. 2005b) és a „kanonikus” fénygörbe-alak felfedezése (Nousek et al. 2006). A kanonikus fénygörbe több szakaszból áll (1.1 ábra). Közvetlenül az azonnali fázis után (0 szakasz) gyors esés (I szakasz) jellemzi a fénygörbét, majd egy kevésbé meredek plató szakasz (II) következik. Ez után a csökkenés mértéke a Swift mérései előtt ismert „normális” utófény szakasza (III) követi. A fénygörbében felfényléseket figyelhetünk meg (V) és egy vagy több szakasz is hiányozhat.

### **Ultra-Violet and Optical Telescope (UVOT)**

Az UVOT a Swift optikai és ultraibolya, Ritchey–Chrétien-rendszerű teleszkópja. 170 – 650 nm tartományban érzékeny, több szűrővel rendelkezik. A kitörések kevesebb mint negyedénél észlel 100 s alatt utófényt míg ez az arány az XRT esetében ~ 90%.



1.1. ábra. A röntgen utófény kanonikus alakja, Zhang et al. (2006) nyomán. A különböző szakaszok határain a törési idők hozzávetőleges értéke van feltüntetve.

### 1.2.6. Fermi

A Fermi műhold a Gamma-ray Burst Monitor (GBM) (Meegan et al. 2009) és a Large Area Telescope (LAT) (Atwood et al. 2009) műszerekből áll. A GBM mérései teljesen nyilvánosak, a LAT mérések pedig részben. Energia-tartományban egymást kiegészítve kis átfedéssel 8 nagyságrendet fed le a két műszer (GBM: 8 keV - 40 MeV, LAT: 20 MeV - 300 GeV). A Fermi eddigi felfedezései között említést érdemel a GeV nagyságrendű energiájú fotonok észlelése kitörésekből, illetve ezeknek a késése a keV-MeV energiájú fotonokhoz képest, és az, hogy a Band-függvény alkalmazható egészen GeV energiákig, vagyis nincs extra járulék vagy hiány magas energiákon a kitörések spektrumában.

### 1.2.7. Jövőbeli küldetések

Bár jelenleg több műhold is aktív, már most szerepelnek a tervek között olyan kísérletek, melyek 4-6 év múlva fognak működni. A kitörések észlelésében a ma legfontosabb nyitott kérdéseket próbálják megmagyarázni. Ilyenek az azonnali gamma-sugárzás po-

larizációja, mely a mágneses térről ad információt, a harmadik populációs csillagokból keletkező, nagyon távoli kitörések a reionizáció korszaka előtti sötét korszak végéről.

### **SVOM (Space-based multi-band astronomical Variable Object Monitor)**

A távoli, valamint a halvány kitörések észlelésére fejlesztették ki ezt a kínai-francia-olasz együttműködésben készült berendezést. 2 sr látómezejű gamma-távcsővel rendelkezik. Röntgen és optikai berendezések is lesznek a fedélzeten. A Swift utódjának is tekintett berendezés több esetben teszi lehetővé a spektrumok csúcse energiájának meghatározását, mint elődje (Götz et al. 2009).

### **Janus**

A Janust kimondottan a távoli objektumok megfigyelésére fejlesztik. A távoli kvazárok és gamma-kitörések megfigyelését egy kemény röntgen és egy közeli infravörös teleszkóp végzi majd (Burrows et al. 2010).

### **EXIST (Energetic X-ray Imaging Survey Telescope)**

A távoli kitörések észlelését célzó berendezés a tervek szerint  $z = 18$  vöröseltolódásnál is képes detektálni eseményeket, amennyiben léteznek kitörések ilyen távolságban. A reionizációs korszakot, a csillagkeletkezési ráta időbeli fejlődését és a kitörések kozmológiai felhasználásának lehetőségét fogja kutatni (Fishman et al. 2004; Grindlay 2010).

## **1.3. Észlelt tulajdonságok**

A kiváltó eseménytől (*trigger*-től) számítjuk a gamma-kitörés kezdetét. Ez egy műszerfüggő kritérium, és általában módosítható berendezésként. Azt definiálja, hogy mikor tekintünk egy mért intenzitásnövekedést potenciálisan gamma-kitörésnek. Előfordulhat, hogy nem gamma-kitörés, hanem a Nap vagy más ismert gamma-forrás okozza a trigger.

A kitörések legáltalánosabb ábrázolása a fénygörbe (például: 1.2 ábra). Ez alatt az adott energia-intervallumban beérkezett fotonok másodpercenkénti számát (rátáját) értjük az idő függvényében. A kitörések fizikájának megértésében pontosan az az egyik nehézséget jelentő tényező, hogy a fénygörbék nagyon változatosak, valamennyien egyedi tulajdonságokkal rendelkeznek.

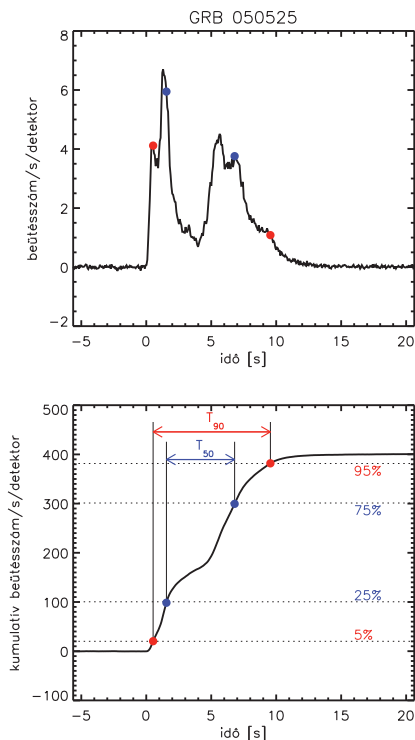
A kitörések tulajdonságait leíró jellemzők közül a legfontosabbak: az időtartam, a csúcsexfluxus, az összfluxus, spektrális keménység és a spektrális paraméterek.

### 1.3.1. Időtartam

Ez az egyik alapvető tulajdonsága a kitörésnek. Széles körben elterjedt az időtartam  $T_{90}$ -ként ismert változata. Ez a forrásból beérkezett fotonok részarányának 5%-tól 95%-ig terjedő intervallumát méri (pl. az 1.2 ábra). Létezik ennek egy módosított változata is, a  $T_{50}$ , amely a középső 50% foton beérkezési időtartamát méri. Az így definiált mértékek valamennyien függenek az észlelő műszer energiabeli érzékenységétől (Koshut et al. 1996). A Bayes-blokk algoritmus segítségével (2.2.1 fejezet) a  $T_{100}$  mennyiség is definiálható, amely a detektor által észlelhető első jeltől az utolsó jelig méri az időtartamot.

A mérésekből megállapított időtartam összefüggésbe hozható a kitörésnél közrejátszó folyamatok fizikai időskálájával (Zhang et al. 2009). A később ismertetett modellek fényében itt három fizikai időskála érdemel említést:

- A központi motor működésének időskálája ( $t_{km}$ ). Ez lehet egy nagytömegű csillag központi magja vagy kompakt kettős, mindkét esetben kialakul egy fekete lyuk és körülötte egy törusz, amelynek az anyagát a fekete lyuk akkretálja. Ha a kitörés az energiáját a mágneses tér közvetítésével a fekete lyuk forgási energiájából nyeri, akkor ez az időskála a fekete lyuk forgása lassulási paraméterének (spindown) felel meg. Amennyiben a kitörést az akkréció okozza, a központi motor időskálája az akkréció időskálájával lesz egyenlő.
- A másik időskála a jet keletkezésének időskálája ( $t_{jet}$ ). Az akkréció alatt keletkezett nyalábot nem feltétlenül figyeljük meg gamma-kitörésként, mivel előfordulhat, hogy nem relativisztikus vagy nem tudja áttörni a csillag burkát.



1.2. ábra. A  $T_{50}$  és  $T_{90}$  időtartamok számításának módszere. A fenti ábrán a GRB 050525 kitörés fénygörbéje látható, az alsó ábra a kumulatív fénygörbét mutatja.

- A harmadik időskála a disszipációs időskála ( $t_{dis}$ ). Jelenleg a megfigyelések arra utalnak, hogy a kitörés azonnali fázisa „belső” eredetű, azaz a nyalábon belüli anyagsomók kölcsönhatása révén keletkezik (Zhang et al. 2006). Ez történhet lökéshullámokkal vagy mágneses rekonnexiókkal.

Mivel e három időskála egymásra épül, a modell keretein belül elmondható, hogy a megfigyelt időtartamra a következő érvényes:  $T_{90} \leq t_{dis} \leq t_{jet} \leq t_{km}$ . Amennyiben a

Kitörés azonnali fázisának van olyan járuléka, amelyben a központi motortól független elemek (például a csillagközi anyag) is szerepet játszik,  $T_{90}$ -tól el kell tekinteni a fenti egyenlőtlenségben.

### 1.3.2. Csúcsfluxus

Adott energia-intervallumban az idő- és felületegység alatt beérkezett fotonok rátájának maximális számát jellemzi. Mértékegysége foton  $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ . Időegységként egy másodpercet szokás venni, de egyes műszereknél használatos egyéb felbontás is. A fotonszám helyett a beáramló energiává alakított mennyiséget is szokás használni (ennek mértékegysége:  $\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ ). A Swift által mért kitörések csúcsfluxusa a  $10^{-8} - 10^{-5} \text{ erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  tartományba esik.

### 1.3.3. Teljes, integrált fluxus vagy fluencia

Ez a mennyiség a kitörés ideje alatt beérkezett teljes fluxust jelöli. Adott energiaintervallumban a kitörés teljes időtartama alatt mért, egységnyi felületre beérkező energiát értjük alatta. Mértékegysége  $\text{erg cm}^{-2}$ . A kitörések nagyságrendileg  $10^{-8} - 10^{-4} \text{ erg cm}^{-2}$  teljes fluxussal, fluenciával rendelkeznek. Ezek a határok függenek az észlelő műszer érzékenységtől is.

### 1.3.4. Spektrum

A kitörések spektruma nem-termális függvény. A gamma-kontinuumban nem azonosíthatók spektrumvonalak. Kevés paraméterrel le lehet írni az eddig megfigyelt spektrumokat, legtöbbször egymáshoz illeszkedő hatványfüggvényekkel. Ezek paraméterei (a hatványfüggvény kitevője, az illesztés energiája) a kitörés fontos paraméterei. Bizonyos esetekben a kitörés spektrumát jól le lehet írni egy Planck-függvény és egy egyszerű hatványfüggvény összegeként (Ryde 2005).

A foton-spektrum:

$$N_E(E) = \frac{dN}{dE}, \quad (1.1)$$

ahol  $E$  a beérkező foton energiája.  $dN = N_E(E)dE$  az  $[E, E + dE]$  infinitezimális energiatartományból érkező fluxus foton  $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  egységben. A logaritmikus ábrázolás miatt hasznos bevezetni a

$$E^2 N_E(E) = E \frac{dN}{dE/E} = E \frac{dN}{d \ln E} \quad (1.2)$$

dekádra (egy energia nagyságrendre) eső energiát. Ekkor a fluxussűrűség  $F_\nu \propto EN_E(E)$ , valamint  $\nu F_\nu \propto E^2 N_E(E)$ .

### Band-függvény

A kontinuum spektrumok közül a legtöbb esetben jól illeszkedik az úgynevezett GRB- vagy Band-függvény. Ez egy félig empirikus függvény, mely folytonos az illesztési energiánál (1.3 ábra). Alacsony energiánál exponenciális levágással rendelkező hatványfüggvény, nagy energián pedig egyszerű hatványfüggvény:

$$N_E(E) = \begin{cases} A \left( \frac{E}{100 \text{ keV}} \right)^\alpha \exp\left(-\frac{E}{E_0}\right) & \text{ha } E \leq (\alpha - \beta)E_0 \\ A \left( \frac{(\alpha - \beta)E_0}{100 \text{ keV}} \right) \exp(\beta - \alpha) \left( \frac{E}{100 \text{ keV}} \right)^\beta & \text{ha } E \geq (\alpha - \beta)E_0. \end{cases} \quad (1.3)$$

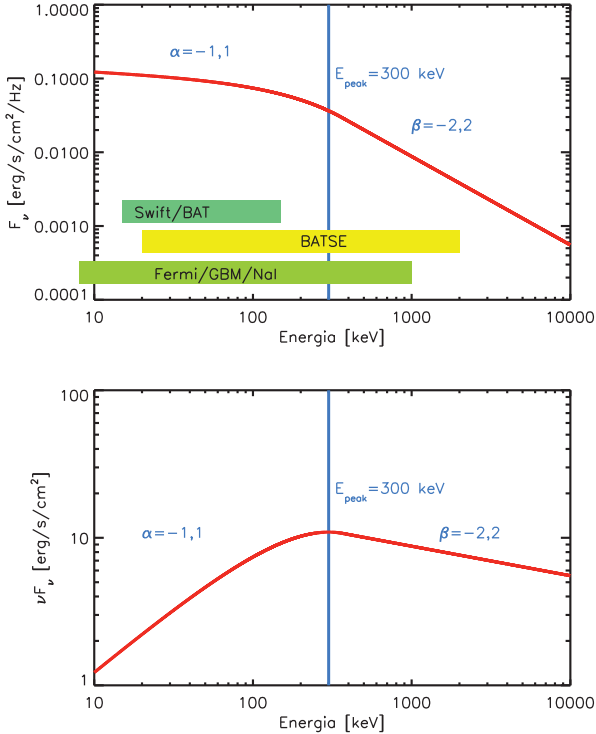
Itt az  $E_0$  paraméter mellett az  $E_{\text{peak}}$  és  $E_{\text{cut}}$  paraméterekkel is jellemezhető a spektrum jellemző energiája. Ezeket a következő összefüggések kapcsolják egymáshoz:

$$E_{\text{cut}} = \frac{\alpha - \beta}{2 + \alpha} E_{\text{peak}} = (\alpha - \beta)E_0. \quad (1.4)$$

Amennyiben  $\alpha > -2$  és  $\beta < -2$ , az  $E_{\text{peak}} \propto \nu F_\nu \propto E^2 N_E(E)$  spektrum csúcsát mutatja, egyébként  $E_{\text{cut}}$  mutatja a törést a spektrumban. Szemléltetésképpen felírom a spektrumot  $E_{\text{peak}}$  szerinti alakban is:

$$N_E(E) = \begin{cases} A \left( \frac{E}{100 \text{ keV}} \right)^\alpha \exp\left(-\frac{E(2+\alpha)}{E_{\text{peak}}}\right) & \text{ha } E \leq \frac{\alpha - \beta}{2 + \alpha} E_{\text{peak}} \\ A \left( \frac{(\alpha - \beta)E_{\text{peak}}}{100 \text{ keV}(2 + \alpha)} \right) \exp(\beta - \alpha) \left( \frac{E}{100 \text{ keV}} \right)^\beta & \text{ha } E \geq \frac{\alpha - \beta}{2 + \alpha} E_{\text{peak}}. \end{cases} \quad (1.5)$$





1.3. ábra. A Band-függvény illusztrációja egy tipikus spektrummal rendelkező kitérőre. A két ábra a spektrum kétféle reprezentációját mutatja. A sátozott téglalapok mutatják a fontosabb eszközök érzékenységi tartományát energia szerint.

### Hatványfüggvény exponenciális levágással

Kevesebb szabadsági fokkal rendelkező, szintén sikeres modell a levágással rendelkező hatványfüggvény. Ez egy Band-függvénynek felel meg  $\beta = \infty$  választással:

$$N_E(E) = A \left( \frac{E}{100 \text{ keV}} \right)^\alpha \exp \left( -\frac{E}{E_0} \right). \quad (1.6)$$

### Egyszerű hatványfüggvény

Ez a legegyszerűbb spektrum. A Swift BAT méréseire legtöbbször ez illeszkedik a legjobban:

$$N_E(E) = A \left( \frac{E}{100\text{keV}} \right)^\alpha. \quad (1.7)$$

### Kvázi-termális függvény

Ez a spektrum egy feketetest- és egy hatványfüggvény összegéből áll, szintén négy szabadsági fokot tartalmaz (két normálási faktor, spektrális index és a hőmérséklet), és bizonyos esetekben jobban írja le a spektrumot, mint a Band-függvény (Ryde 2005):

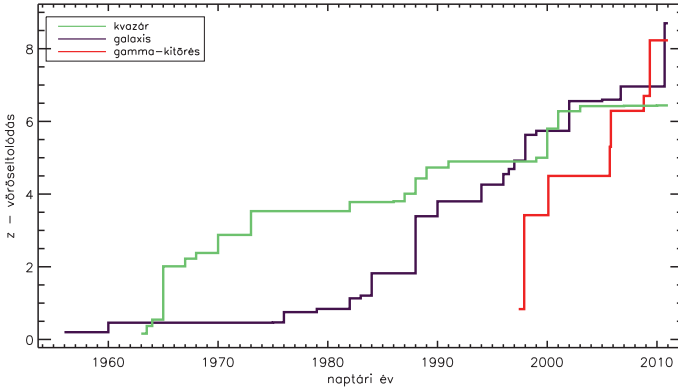
$$N_E(E) = A \frac{\left( \frac{E}{100\text{keV}} \right)^2}{\exp\left(\frac{E}{kT}\right) - 1} + B \left( \frac{E}{100\text{keV}} \right)^s. \quad (1.8)$$

#### 1.3.5. Spektrális késés

Egy kitörés, két különböző energia intervallumban rögzített, gamma-fénygörbét összehasonlítva azt tapasztaljuk, hogy a magasabb energiájú rész csúcsát korábban észleljük, mint az alacsonyabb energiájú csúcsot (Norris et al. 2000). A kitörésekre általában igaz, hogy kemény-lágy fejlődési irányt követnek (Norris & Bonnell 2006) és ez magyarázza a spektrális késést (Kocevski & Liang 2003). A rövid kitöréseknek nincs számottevő spektrális késése, míg a hosszú csoportra a pozitív spektrális késés a jellemző (Norris et al. 2000).

#### 1.3.6. Vöröseltolódás, távolságok eloszlása

A BeppoSax 1997-es mérése óta (Costa et al. 1997) bebizonyosodott, hogy a kitörések kozmológiai távolságban vannak. Jelenleg a legnagyobb spektroszkópiailag kimért vöröseltolódással rendelkező objektum ( $z \approx 8,2$ ) a GRB 090423 jelű kitörés (Tanvir et al. 2009; Salvaterra et al. 2009).



1.4. ábra. A legtovábbi ismert objektumok vöröseltolódás eloszlása típus szerint csoportosítva a naptári év függvényében.

Az 1.4 ábra mutatja a különböző típusú objektumok aktuálisan mért legnagyobb spektroszkópai módszerrel mért vöröseltolódását. (Az adatokért köszönet Nial Tanvirnak és Richard McMahonnak.) Látható, hogy kozmológiai vizsgálatok szempontjából is hasznosak lehetnek a kitérések, mivel a nagyon korai Világegyetemből is eredhetnek.

A vöröseltolódás méréséhez a szokványos csillagászati programokhoz képest a távcsövek működtetőinek gyorsan kell dönteniük, megszakítsák-e a tervezett megfigyeléseket. A kitérés vöröseltolódásának mérési valószínűsége függ a pozíciótól és a távcsöveken elérhető, kitérések megfigyelésére szánt időtől is (Bagoly & Veres 2009a,b). Az átlagos vöröseltolódás a Swift előtt megfigyelt kitérésekre eltér a Swift által mért kitérések átlagos vöröseltolódásától (Bagoly et al. 2006).

### 1.3.7. Relativisztikus sebességek

A jelenség létrejötténél a fénysebességhez közeli sebességgel mozognak az anyagcsomók. Erre több megfigyelési bizonyíték is létezik:

- *Opacitás párkeltésre.* A megfigyelt azonnali spektrum bőségesen tartalmaz 0,511 MeV feletti fotonokat. Két foton kölcsönhat és elektron–pozitron párt kelt, ha  $\sqrt{E_1 E_2} > m_e c^2$  (egy geometriától függő faktortól eltekintve). Ha  $f_p$  azon párok hányada, amelyek ilyen tulajdonsággal rendelkeznek, az opacitás a sugárzásra a kibocsátó rendszerben a következő alakot ölti:

$$\tau_{\gamma\gamma} = \frac{f_p \sigma_T D_L^2}{R_i^2 m_e c^2} S, \quad (1.9)$$

vagy:

$$\tau_{\gamma\gamma} = 10^{13} f_p \left( \frac{S}{10^{-7} \text{ erg/cm}^2} \right) \left( \frac{D_L}{3 \text{ Gpc}} \right)^2 \left( \frac{\delta T}{10 \text{ ms}} \right)^{-2}. \quad (1.10)$$

Itt  $\sigma_T$  a Thomson-hatáskeresztmetszet,  $D_L$  a luminozitási távolság,  $S$  a mért fluencia,  $\delta T$  a fénygörbéből leolvasott változékonyság, melyből az  $R_i$  karakterisztikus méretre lehet következtetni ( $R_i < c\delta T \approx 3000 \text{ km}$ ) (Piran 1999). Ez az optikai mélység olyan nagy, hogy mielőtt a fotonok ki tudnának szabadulni, az összesnek lecsökkenne az energiája a párkeltési energia alá. A spektrum nem termális, amiből arra lehet következtetni, hogy optikailag vékony forrásból származik, tehát az optikai mélység egynél kisebb kell legyen. Ennek feloldására a legkézenfekvőbb, ha feltételezzük, hogy relativisztikus sebességgel mozgó részecskékről van szó. A karakterisztikus méret ugyanis  $R_i \approx \Gamma^2 c\delta T$  ( $\Gamma = (1 - (v/c)^2)^{-1/2}$ ) és  $\Gamma^{-2\alpha}$ -szorosra csökken a kitörés rendszerében a párkeltéshez elegendő energiával rendelkező fotonok száma, ahol  $\alpha$  a hatványfüggvénynek feltételezett spektrum indexe.  $\alpha \approx 2$  jellemző értéket véve  $\Gamma > 100$  adódik.

- *Rádió szcintilláció.* A rádióteleszkóppal felvett utófény korai fénygörbéjében erősen változó jelet figyelhetünk meg (Frail et al. 1997). Ennek a legkézenfekvőbb magyarázata az intersztelláris szcintilláció (Goodman 1997). A nagy amplitúdójú változékonyság megszűnése annak feleltethető meg, hogy a

forrás mérete a rádiótváncső-nyaláb nagyságrendjébe eső méretre tágult. Ebből egy kettes szorzófaktor bizonytalansággal lehet következtetni a tágulás sebességére, ami relativisztikusnak adódik.

### 1.3.8. Kapcsolat a szupernóvákkal

Mivel a szupernóva robbanások is nagy energia-felszabadulással járnak, természetesen adódik a kérdés, hogy a kitöréseknek lehet-e valamilyen kapcsolata a szupernóvákkal. Az elméleti modelleknek megfelelően a hosszú kitörésekkel társítva várnánk a szupernóvák felfedezését. Az Ic típusú szupernóvák egy kis hányadával egyetemben gamma-kitöréseket is megfigyeltek (Woosley & Bloom 2006). Ezek a kitörések szigorúan a hosszú csoportba tartoznak. A jelenlegi vélekedés az, hogy nem az összes szupernóvát kíséri gamma-kitörés, és a kitöréseknek is csak kis részében keletkezik szupernóva. A társított események a megfelelő objektumoknak a különleges csoportjába tartoznak (Bloom et al. 1999). Az első igazolt társítás a GRB 980425 jelű kitörés és a SN1998bw jelű szupernóva között történt.

### 1.3.9. Mért tulajdonságok korrelációi

Mivel az ismert legnagyobb abszolút fényességű objektumokról van szó, természetesen adódik a kérdés, hogy használhatók-e kozmológiai vizsgálatokra. Ehhez először célszerű annak kiderítése, hogy standard gyertyákról van-e szó, azaz hogy minden kitörés ugyanakkora energia-felszabadulással jár-e, vagy mért tulajdonságok alapján standard gyertyává alakítható-e.

Frail et al. (2001), miután korrigálta az észlelt energiát a nyaláb geometriájára, és figyelembe vette a kozmológiai távolságot, azt találta, hogy a kitörés rendszerében mérve egy nagyságrenden belül oszlik el a kibocsátott energia. Ez jóval kevesebb, mint a mért fluencia eloszlásában jelentkező négy nagyságrend eltérés, azonban még mindig nem elegendő a kitörések standard gyertyává alakításához.

Sok egyéb empirikus összefüggés létezik azonban, amelyek segítségével a kitörések „standardizálhatók”: együtt használva a különböző összefüggéseket, a kitörések alkalmasak lehetnek a kozmológiai paraméterek becslésére (Schaefer 2007). Ezek az

összefüggések jellemzően csak a hosszú kitörésekre érvényesek. Napjainkban pontosságuk nem elegendően jó ahhoz, hogy az Ia típusú szupernóvákkal összemérhető pontossággal lehessen kozmológiai paramétereket számolni (nagyjából kétszer akkora hiba terheli a kitörések korrelációi alapján számolt kozmológiai paramétereket). Előnyös tulajdonsága a kitöréseknek azonban, hogy  $z \sim 8$  vöröseltolódásig is megfigyelhetők, míg a szupernóvák csupán  $z \sim 1 - 2$ -ig. Lehetséges a kitöréseket az Ia típusú szupernóvákkal együtt is használni: úgy lehet a kitörések tulajdonságai között mért korrelációt luminozitási távolsággá alakítani, hogy azt a szupernóvákkal átfedő vöröseltolódás-tartományon kalibráljuk (Liang et al. 2008).

Az összes itt említett korreláció egy, a kitörés saját rendszerébe transzformált és egy megfigyelt tulajdonságot kapcsol össze. Az Amati-reláció a spektrum csúcsergiáját és az izotropnak feltételezett kibocsátott energiát köti össze:  $E_{peak} \propto E_{iso}^{1/2}$  (Amati et al. 2002). Ez a reláció ellenőrizhető a legtöbb kitörés esetén.

A Yonetoku-reláció a kitörés csúcsfluxusa alatt kibocsátott luminozitást köti össze a spektrum csúcsergiájával:  $L_{peak} \propto E_{peak}^2$  (Yonetoku et al. 2004).

Összefüggés van a különböző energia-ablakban rögzített fénygörbe párok közötti időbeli eltolódás vagy spektrális késés (1.3.5 fejezet) és a csúcsluminozitás között  $L_{peak} \propto \tau^{-1.15}$ , ahol  $\tau$  a spektrális késés (Norris et al. 2000).

Bizonyos esetekben lehetőség nyílik a nyaláb nyílásszögének a megállapítására. Ilyenkor (bizonyos feltételek mellett) ki lehet számítani a *ténylegesen* kibocsátott energiát ( $E_\gamma = E_{iso}(1 - \cos \theta)$ , ahol  $\theta$  a nyaláb félnyílásszöge). A korreláció az így kiszámolt energia és a csúcsergia között lényegesen szorosabb, viszont jóval kevesebb esetben számítható ki (Ghirlanda et al. 2004).

Az Amati-reláció egyes nézetek szerint csak kiválasztási hatások eredménye (Nakar & Piran 2005; Butler et al. 2007). Mellette szól az az érv, hogy hét nagyságrenden keresztül érvényes, és mindeddig a tényleges mérésekkel nyert adatok teljesítik az Amati-összefüggést.

### 1.3.10. A kitörések egyéb csillagászati alkalmazásai

Mivel a kitörések megértéséhez a legszélsőségesebb körülmények között kell ismerni a fizikai folyamatokat, számos lehetőség mutatkozik különleges vagy kevésbé megalapozott területeket vizsgálni.

#### Lorentz-invariancia

A GRB 090510 jelű kitörést a Fermi műhold észlelte. Ehhez a kitöréshez köthető az eddig legnagyobb energiájú foton, amely gamma-kitörésből származik (31 GeV) (Abdo et al. 2009). Azt feltételezve, hogy ebből a kitörésből az alacsony és a magas energiájú fotonok egyszerre keletkeztek, az érkezési idők alapján becslést lehet adni arra, hogy milyen energiánál módosul a fotonok sebessége a fénysebességhez képest. A számításokat az alábbi formula alapján lehet elvégezni:

$$\Delta t = \frac{(1+n)}{2H_0} \frac{E_h^n - E_l^n}{(M_{QG,n}c^2)^n} \int_0^z \frac{(1+z')^n}{\sqrt{\Omega_m(1+z')^3 + \Omega_\Lambda}} dz'. \quad (1.11)$$

Itt  $n$  az eltérés rendje,  $H_0$  a Hubble paraméter értéke most,  $z$  a vöröseltolódás,  $\Omega_m$  és  $\Omega_\Lambda$  az anyag és a sötét energia sűrűség-paramétere,  $M_{QG,n}$  a tömeg, ahol az eltérés a fénysebességhez képest jelentős.

Az adódott, hogy első rendben a jellemző tömeg a Planck-tömeg  $M_{\text{Planck}} c^2 \simeq 1,22 \times 10^{19}$  GeV nagyságrendjébe esik. Ez az egyik legjobb alsó korlát az 1.11 képletben szereplő  $M_{QG}$  tömegre. Ez azt jelenti, hogy ha a fotonok sebessége függ az energiájuktól, az ennél a korlátnál nagyobb értékeknél jelentkezik.

#### Gravitációs hullámok

Az elképzelések szerint a rövid kitörések központi objektuma egy kompakt kettős (neutroncsillag–neutroncsillag vagy neutroncsillag–fekete lyuk pár) (Aloy et al. 2005). A két egymáshoz közel keringő objektum gravitációs hullámok kibocsátásával veszít energiát, és olvad össze (Ruffert & Janka 1998). A folyamat során fekete lyuk keletke-

zik és egy rövid ideig akkréciós korong veszi körül, amely később részben elnyelődik a fekete lyukban.

A GRB 030329 (Abbott et al. 2005) és a GRB 070201 (Abbott et al. 2008) két olyan kitörés, amelyet tüzetesebben is megvizsgáltak gravitációs sugárzás szempontjából. Ugyanakkor folyamatos szisztematikus keresés is zajlik gravitációs hullámok detektálásának céljából a kitörésekkel egyidőben (Abbott et al. 2010). A keresés mind-egyedig nem azonosított gravitációs hullám jelet.

## Neutrínók

A hosszú csoport kitöréseinek legalább egy része szupernóva-robbanással hozható összefüggésbe. Ennek kapcsán jelentős neutrínó fluxust várunk, azonban ezek MeV nagyságrendű energiájúak, és a háttér szupernóva sugárzásától nehezen lenne megkülönböztethető, ráadásul kozmológiai távolságokból a számuk sem lenne elegendő a jelenlegi detektorokkal való észleléshez (Piran 2004).

A következő fejezetben bemutatott tűzgolyó modell keretein belül az elektronok mellett a protonok is gyorsulnak a lökéshullámban, és energia szerinti eloszlásuk  $\frac{dN}{dE} \propto E^{-2}$  alakú lesz. A protonok proton–foton, proton–proton és proton–neutron folyamatokon keresztül keltenek neutrínókat. A neutrínók energiája és észlelhetősége a keltési folyamat mellett jelentősen függ attól, hogy a kitörés melyik fázisában keletkeztek. A következő folyamat észlelése a legvalószínűbb (Mészáros & Rees 2000): ha a sugárzásért felelős anyagcsomó kezdeti gyorsulása jelentős, a neutronok lecsatolódnak a protonokról, és rugalmatlanul ütköznek velük. Ez a megfigyelő rendszerében nagyságrendileg 10 GeV energiájú neutrínókat eredményez. Ezek a  $\text{km}^3$  méretű detektorokkal észlelhetők (Ahrens et al. 2004). A neutrínók detektálása az elektromágneses sugárzással együtt megszorításokat adna a sugárzó anyag semleges komponenséről.

## 1.4. Elméleti modellek

Amint kis térrészben nagy energiamennyiség szabadul fel, tűzgolyók (*fireball*) indulnak meg relativisztikus sebességgel (Cavallo & Rees 1978). Elkerülhetetlenül elektron-



pozitron párok keletkeznek, és ezek adják a domináns járulékot az opacitáshoz, amely kezdetben rendkívül nagy lesz (1.10 egyenlet). Amint az együttmozgó hőmérséklet 17 keV alá süllyed, az elektron-positron párok elegendő számban rekombináálódtak ahhoz, hogy az opacitás 1 alá csökkenjen (Goodman 1986; Mészáros 2002). Ez volt sokáig a legjobb modell a kitörésekre. Két fontos probléma merült fel: a sugárzás spektruma a modell szerint feketetest sugárzás, és a folyamat nagyon rövid idő alatt megy végbe ( $10^{-3}$  s alatt). A kitörések spektruma viszont nem termális, és időtartamuk jóval hosszabb.

A probléma feloldását az jelentette, ha feltételezzük, hogy a tűzgolyók kinetikus energiájukat a csillagközi anyaggal való találkozásban lökéshullámok révén sugárzássá alakítják (Rees & Mészáros 1992). Ez a modell a kitörés fénygörbéjében észlelt rövid változásokat nem tudta magyarázni. Erre a tűzgolyók egymással való kölcsönhatása adott magyarázatot (Rees & Mészáros 1994). Ezt nevezzük belső lökéshullám modellnek, és ez számít ma az azonnali fázis standard modelljének. A csillagközi anyaggal való kölcsönhatás modellje jól írja le az utófényt.

### 1.4.1. Tűzgolyó fejlődésének leírása

A relativisztikus sebességek kapcsán tekintsük át a modellben fellépő jelenségeket (Mészáros 2006). A kinetikus  $E$  energia nagyságrendekkel nagyobb a jelenlevő tömegnél (tekintsünk például egy  $r_0$  sugáron belül levő  $M$  tömeget,  $E \gg Mc^2$ ), ezért az anyag tágulni kezd. Kezdetben az optikai mélység nagyon nagy, ezért a tágulás adiabatikusnak tekinthető. A sugárzás lesz a domináns forrása a nyomásnak.  $T' \propto V'^{1-\gamma_a}$ , ahol  $\gamma_a = 4/3$  az adiabatikus index és  $T'$ , illetve  $V'$  az együttmozgó hőmérséklet és térfogat. Az első közelítésben gömbszerűnek feltételezett elrendezés miatt  $V' \propto r^3$ , amelyből következik, hogy  $T' \propto \gamma' \propto (r^3)^{1-4/3} = r^{-1}$ . Itt  $\gamma'$  az együttmozgó rendszerben a részecskék véletlenszerű mozgásának Lorentz-faktora. A részecskék belső energiájának ( $\propto \gamma'$ ) csökkenése az anyagsomó egy részecskére jutó kinetikus energiájának ( $\propto \Gamma$ ) növekedése miatt következik be úgy, hogy  $\gamma'\Gamma = \text{konstans}$ . Ebből következik, hogy  $\Gamma \propto r$ , vagyis a Lorentz-faktor kezdetben a sugárral arányosan növekszik. Ez addig tart, amíg el nem éri a szaturációs határt, amikor az anyagsomóban levő elektronok saját Lorentz-faktora ( $\gamma$ ) összemérhető nem lesz a mozgásra jellemző Lorentz faktorial. A

részecskére eső belső energia  $\gamma_0 = \eta = \frac{E_0}{Mc^2}$ , és csak eddig nőhet a  $\Gamma$  Lorentz-faktor,  $r_s \simeq \eta r_0$  sugárnál azt mondjuk, hogy telítődik. Ezen a határon túl  $\Gamma$  állandóvá válik:  $\Gamma \simeq \eta \simeq r_s/r_0$ .

### 1.4.2. Lökéshullámok

A tűzgolyó modell alapján a héjak (tűzgolyók) kinetikus energiája, melyre a kezdeti gyorsítás alatt tettek szert, ütközések révén válik sugárzási energiává, és bocsátódik ki. Az ütközések a héjak között zajlanak, és lökéshullámok keletkeznek.

A lökéshullám egy irreverzibilis, entrópia termeléssel járó jelenség. A Fermi-mechanizmus (Fermi 1949) az, amely a majdani szinkrotron sugárzást kibocsátó elektronokat energia szerint hatványfüggvény-eloszlásra gyorsítja. A mechanizmus lényege abban áll, hogy a részecskék a lökéshullám frontján áthaladva energiát nyernek, viszont csökken a fronton való áthaladás újbóli valószínűsége. E két hatás energia szerint hatványfüggvény eloszlást eredményez (l. 1.5.3 fejezet).

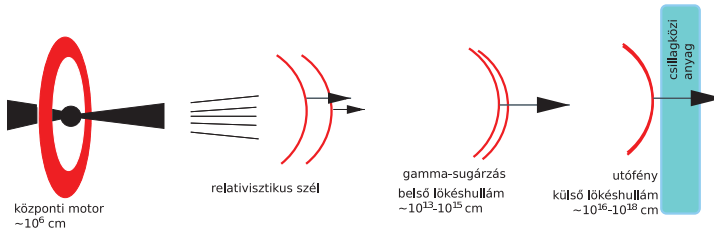
## 1.5. A belső lökéshullám, a tűzgolyók közötti kölcsönhatás

A belső lökéshullám elmélete oldotta meg a változékonysági problémát. Eszerint a kidobódott héjak nemcsak a külső környezettel, hanem egymással is kölcsönhatnak, ütköznek. Ilyenkor egy nagyobb sebességű ( $r$ ) héj utolér egy korábban kibocsátott, lassabb ( $s$ ) héjat. A tömegeiket illetve sebességeiket a megfelelő indexekkel értve és rugalmas ütközést gondolva az eredő sebesség, illetve az annak megfelelő Lorentz-faktor:

$$\Gamma_m = \sqrt{\frac{m_s \Gamma_s + m_r \Gamma_r}{m_r / \Gamma_r + m_s / \Gamma_s}}. \quad (1.12)$$

A belső lökéshullámok a héjak kinetikus energiáját alakítják sugárzássá. Az átalakítás hatékonysága (Kobayashi et al. 1997):

$$\epsilon = 1 - \frac{(m_s + m_r) \Gamma_m}{m_r \Gamma_r + m_s \Gamma_s}. \quad (1.13)$$



1.5. ábra. A tűzgolyó modell sematikus ábrája. A fekete lyuk akkretálja a körülötte levő tóruszt, és egy nyalábban anyagcsomókat indít útjukra. Amint a gyorsabb anyagcsomók utoléri a korábban indult, de lassúbb csomókat, lökéshullám keletkezik, amely a csomók kinetikus energiáját gamma-sugárzássá alakítja. Később az egyesült anyagcsomók maguk előtt feltorlaszolják a csillagközi anyagot, és maradék kinetikus energiájukat szintén lökéshullám kíséretében alacsonyabb frekvenciákon kisugározzák.

Ahhoz, hogy a belső ütközések elegendően hatékonyak legyenek, olyan belső motorra van szükség, amely a héjakat nagyjából azonos tömeggel, de nagyon eltérő Lorentz-faktorialal bocsátja ki.

### 1.5.1. Nyalábolás

Az egyik legfontosabb tényező a kitörés geometriája. A megfigyelésekből csupán az izotrop ekvivalens kisugárzott energiát tudjuk megmérni. Tételezzük fel, hogy a kitörés nyalábolts és a nyaláb a mi irányunkba mutat. Induljunk ki abból, hogy a relativisztikus sebességgel mozgó anyagnak köszönhetően sugárzást zömével egy  $1/\Gamma$  nyílásszögű tartományból észlelünk (Rybicki & Lightman 1986). A nyaláb nyílásszöge legyen  $\theta_0$ . A kitörés korai szakaszában  $\theta_0 > 1/\Gamma$ . A plazma tágul, a sugárzás intenzitása csökken, ahogy a plazma sebessége ( $\Gamma$  Lorentz-faktora) is.  $1/\Gamma$  növekedésével a nyalábnak újabb és újabb sugárzó részei kerülnek látóirányunkba. Amint  $1/\Gamma$  eléri és meghaladja  $\theta_0$  méretét, már nincs újabb sugárzó felület, és a korábbinál meredekebb lefolyású halványodás veszi kezdetét. Ennek az erősebb halványodásnak a kezdetét nevezzük nyalábtörésnek (*jet break*). A csillagközi anyag sűrűségét  $n = 10^0 n_0 \text{ cm}^{-3}$  alakban és a teljes energiát  $E = 10^{50} E_{50}$  erg alakban paraméterezve, meg lehet mondani a  $\theta_0$

nyílásszöget:

$$\theta_0 = 9^\circ \left( \frac{n_0}{E_{50}} \right)^{1/8} t^{3/8}_{\text{törés}}. \quad (1.14)$$

### 1.5.2. Sugárzási mechanizmusok

Ebben a fejezetben a gamma-kitöréseknél fellépő szinkrotron és inverz Compton sugárzási folyamatokat mutatom be Rybicki & Lightman (1986) alapján.

#### Szinkrotron sugárzás

Mágneses térben gyorsulva az elektronok sugárzással veszítenek energiájukból, hűlnek. A lokális rendszerben (például egy kidobott anyagsomó rendszerében) a  $\gamma$  Lorentz-faktorral rendelkező elektron a

$$\nu_{\text{szinkr.}}(\gamma) = \frac{3}{2} \frac{qB}{m_e c} \gamma^2 \approx 4,2 B \gamma^2 [\text{MHz}] \quad (1.15)$$

frekvencián fog sugározni. Itt  $q$  az elektron töltése,  $m_e$  az elektron tömege,  $c$  pedig a fénysebesség. Ezt a kifejezést a véletlen irányú, állandó  $B$  erősségű mágneses térben mozgó elektronra úgy kapjuk, hogy az elektron sebességének a mágneses térrel bezárt szögére integrálunk ( $\gamma = 1 / \sqrt{1 - v_e^2/c^2}$ ). Ez

$$P_{\text{szinkr.}}(\gamma) = \frac{2q^4 B^2 \gamma^2}{3m_e^2 c^3} \approx 10^{-3} B^2 \gamma^2 \left[ \frac{\text{eV}}{\text{s}} \right] \quad (1.16)$$

teljesítménynek felel meg. A héjjal együttmozgó koordináta-rendszerben csupán szinkrotron sugárzást bocsátva ki, egy elektron

$$t_{\text{szinkr.}}(\gamma) = \frac{\gamma m_e c^2}{P_{\text{szinkr.}}(\gamma)} \approx 5,1 \times 10^8 \frac{1}{B^2 \gamma} [\text{s}] \quad (1.17)$$

karakterisztikus idő alatt veszíti el az energiáját. Egyetlen elektron egységnyi energia-intervallumban kisugárzott teljesítménye:

$$P_\gamma(E) = \frac{3^{5/2}}{8\pi} \frac{P_{\text{szinkr.}}(\gamma)}{E_{\text{szinkr.}}(\gamma)} F\left(\frac{E}{E_{\text{szinkr.}}}\right) = \frac{\sqrt{3}}{2\pi} \frac{q^3 B \sin \alpha}{m_e c^2} F\left(\frac{E}{E_{\text{szinkr.}}}\right), \quad (1.18)$$

ahol  $E_{\text{szinkr.}}(\gamma)$ -t egyszerűen az 1.15 egyenlet  $\hbar$ -sal való szorzásával kapjuk, és

$$F(x) = \int_x^\infty K_{5/3}(\xi) d\xi, \quad (1.19)$$

ahol  $K_{5/3}$  az 5/3-ad rendű módosított Bessel-függvény.

Látható, hogy az 1.18 egyenletben a  $P_{\text{szinkr.}}(\gamma)/E_{\text{szinkr.}}(\gamma)$  arány nem visz energiafüggést a teljesítmény kifejezésébe, ezért a spektrum alakja csak az  $F(x)$  függvénye lesz. Megjegyzem itt, hogy egy elektron pillanatnyi spektrumáról (*instantaneous spectrum*) van szó.

Amikor megfigyelünk egy spektrumot, nem azonnali spektrumot veszünk fel, és nem egyetlen elektron spektrumáról van szó. Ha az elektron sugároz, elveszíti az energiáját, és idővel maga a szinkrotron spektrum is az alacsonyabb energia felé tolódik el. Ha a karakterisztikus idő, amely alatt az elektron elveszíti az energiáját, hosszabb, mint az integrációs idő, akkor a spektrum azonos lesz az azonnali spektrummal. A gamma-kitöréseknél általában pont fordított a helyzet: a hűlési idő kisebb vagy azonos nagyságrendbe esik az integrációs idővel. Itt integrációs idő alatt a hidrodinamikai időt gondoljuk, vagyis azt az időtartamot, amely alatt a lökéshullám áthalad a héjon (ez idő alatt bocsátódik ki sugárzás).

Számítsuk ki egy elektronnak az integrált spektrumát. Az energiavesztés:

$$\frac{m_e c^2 d\gamma}{dt} = -P_{\text{szinkr.}}(\gamma) = -\frac{2q^4 B^2}{3m_e^2 c^3} \gamma^2 = -\frac{1}{6\pi} \sigma_T c B^2 \gamma^2, \quad (1.20)$$

ahol  $\sigma_T$  a Thompson-hatáskeresztmetszet. Ezt integrálva és  $\gamma(t=0) = \gamma_0$ -t véve:

$$\gamma(t) = \frac{\gamma_0}{1 + \gamma_0 t / t_s} \quad (1.21)$$

adódik, ahol bevezettük a  $t_s = (6\pi m_e c^2) / (\sigma_T c B^2)$  jelölést. Ez alapján felírhatjuk az időre integrált teljesítményt:

$$P(E) = \int_0^{t_{hid}} P_{\gamma(t)}(E) dt = \frac{\sqrt{3}}{2\pi} \frac{q^3 B}{m_e c^2} \int_0^{t_{hid}} F\left(\frac{E}{E_{szinkr.}(\gamma)}\right) dt. \quad (1.22)$$

Ez numerikus integrálással kiszámítható. Jó közelítéssel azt kapjuk, hogy egy  $E_c = E_{szinkr.}(\gamma(t_{hid}))$  levágási energiáig  $1/3$  kitevőjű hatványfüggvény,  $E_c$  felett pedig exponenciálisan levág:

$$P(E) \approx \begin{cases} \left(\frac{E}{E_c}\right)^{1/3} & E < E_c \\ \left(\frac{E}{E_c}\right)^{-1/2} \exp\left(-\frac{E-E_c}{E_m}\right) & E > E_c, \end{cases} \quad (1.23)$$

ahol  $E_m = E_{szinkr.}(\gamma_{min})$  és  $\gamma_{min}$  az elektronok  $\gamma$  szerinti eloszlásában a legkisebb Lorentz-faktor. Az elektronok eloszlására ezek után integrálni kell, hogy megkapjuk a spektrumot: l. 1.5.3 fejezet.

### Inverz Compton-mechanizmus

A folyamat során az elektron kölcsönhatásba lép a fotonnal, és energiát ad át neki. Úgy gondolhatunk a folyamatra, mint az elektron-eloszlás és a foton-eloszlás (a spektrum) közti kölcsönhatásra. Mivel a foton-eloszlást a szinkrotron sugárzás révén az elektronok alakítják ki, majd ugyanezzel az eloszlással hatnak kölcsön az elektronok inverz Compton-folyamat által, a jelenséget szinkrotron öngerjesztő Compton-folyamatnak (*Synchrotron Self-Compton*) is nevezzük. Legvalószínűbb a kölcsönhatás a kis energiájú elektronok esetében ( $E_m$ ). Ha az elektronok energiája jóval meghaladja a nyugalmi

energiát  $\gamma_e \gg 1$ , fotonnal való ütközés esetén annak energiáját  $\sim \gamma_e^2$ -szer növeli:

$$E_{ic} = \gamma_{min}^2 E_{szinkr.} \quad (1.24)$$

A folyamat energiámérlege alapján becsülhetjük meg a maximálisan elérhető energiát:

$$E_{ic} \leq \gamma_{min} m_e c^2 + E_{szinkr.} \quad (1.25)$$

Az 1.25 egyenlet  $m_e \gamma_{min} c^2 \gg E_{szinkr.}$  mellett  $E_{ic} \leq \gamma_{min} m_e c^2$ -be megy át, ami egy levágásnak felel meg a spektrumban. Az elektronok eloszlásának itt is hatványfüggvényt feltételezve a szinkrotron spektrumhoz hasonló alakú spektrum adódik,  $\gamma_{min}^2$ -tel eltolva és exponenciális levágással:

$$P_{ic}(E) = \frac{\tau}{\gamma_{min}^2} P_{szinkr.} \left( \frac{E}{\gamma_{min}^2} \right) \exp \left( -\frac{E}{\gamma_{min} m_e c^2} \right), \quad (1.26)$$

ahol  $\tau$  az  $E \times P(E)$  csúcsintenzitása.

### 1.5.3. Alkalmazás a gamma-kitörésekre

A lökéshullámokban gyorsított elektron populáció  $N(E) \propto E^{-p}$  eloszlásra tesz szert. Defináljuk  $\nu_l$ -vel az elektronok domináns sugárzási frekvenciáját,  $\nu_c$ -vel pedig azt a hülési frekvenciát, amelynél az elektronok sugárzási időskálája megegyezik a rendszer dinamikai időskálájával.  $\nu_a$  az önabszorpció frekvencia (ez legtöbb esetben a legalacsonyabb jellemző frekvencia). Ennél kisebb frekvenciákon a rendszer optikailag vastag, és sugárzása a feketetest-sugárzás Rayleigh–Jeans-közelítésével írható le ( $F_\nu(t) \propto \nu^2$ ).

Gyors és lassú hűlést különböztetünk meg aszerint, hogy az elektronok zöme ( $\nu_i$ ) a hülési frekvencia ( $\nu_c$ ) felett vagy alatt helyezkedik el. A kitörés folyamatának paraméterei között összefüggéseket állapíthatunk meg különböző esetekre. Ilyenek tipikusan a spektrális kitévő és az időbeli fejlődést leíró kitévők közötti összefüggések,  $F_\nu(t) \propto t^{-\alpha} \nu^{-\beta}$  alakban paraméterezve a fluxussűrűséget.

Adott pillanatban felvett spektrális energiaeloszlás az uralkodó fizikai állapotokról ad tájékoztatást. Ilyen például a csillagközi anyag sűrűségének a távolságtól való függése.  $n \propto r^{-2}$  csillagszél esetén,  $n$  = konstans egyszerű csillagközi anyagra (itt  $n$  a csillagközi anyag sűrűsége,  $r$  pedig a távolság a csillagtól).

A kitörés fizikáját leíró mikrofizikai paraméterek közül az  $\epsilon_e$ ,  $\epsilon_B$  és  $k$  meghatározása a cél.  $\epsilon_e$  az elektronok energiahányada a teljes energiához képest, ugyanígy  $\epsilon_B$  a mágneses tér energiája és  $k$  a csillagközi anyag sűrűségprofilját jellemző kitevő ( $n \propto r^{-k}$ ). Ezekkel tulajdonképpen a kitörésben zajló mikrofizikai folyamatokról a tudásunk hiányát paraméterezzük. A kitörések azonnali fázisa a gyors hűlési fázisában történik, az utófény pedig a lassú hűlésben. A jellemző frekvenciák és a maximális fluxussűrűség:

$$\nu_i = 6 \times 10^{15} \text{ Hz} (1+z)^{1/2} g(p)^2 (\epsilon_e/\zeta_e)^2 \epsilon_B^{1/2} E_{52}^{1/2} t_d^{-3/2} \quad (1.27)$$

$$\nu_c = 9 \times 10^{12} \text{ Hz} (1+z)^{-1/2} n^{-1} \epsilon_B^{-3/2} E_{52}^{-1/2} t_d^{-1/2} \quad (1.28)$$

$$\nu_a = 2 \times 10^9 \text{ Hz} (1+z)^{-1} (\epsilon_e/\zeta_e)^{-1} n^{3/5} \epsilon_B^{1/5} E_{52}^{1/5} \quad (1.29)$$

$$F_{\nu, \max} = 20 \text{ mJy} (1+z) \epsilon_B^{1/2} n^{1/2} E_{52}^2 D_{L,28}^{-2}, \quad (1.30)$$

ahol  $g(p) = (p-2)/(p-1)$  és  $p$  az elektronok hatványfüggvény eloszlásának kitevője, a luminozitási távolság  $D_L = D_{L,28} 10^{28} \text{ cm}$ , a kibocsátott energia  $E = E_{52} 10^{52} \text{ erg}$ ,  $t_d$  a kitörés kezdetétől eltelt idő napokban és  $\zeta_e$  a lökeshullámban gyorsított elektronok hányada. Ezek a jellemző frekvenciák tagolják részekre a spektrumot. Lassú hűlésnél az elektronok zöme a hűlési frekvencia alatt található, ezért a hűlés lassan megy végbe ( $\nu_m < \nu_c$ ):

$$F_\nu = F_{\nu, \max} \times \begin{cases} (\nu_a/\nu_m)^{1/3} (\nu/\nu_a)^2 & \nu < \nu_a \\ (\nu/\nu_m)^{1/3} & \nu_a < \nu < \nu_m \\ (\nu/\nu_m)^{-(p-1)/2} & \nu_m < \nu < \nu_c \\ (\nu_c/\nu_m)^{-(p-1)/2} (\nu/\nu_c)^{-p/2} & \nu_c < \nu. \end{cases} \quad (1.31)$$



Fordított esetben ( $\nu_m > \nu_c$ ) az elektronok zöme gyorsan hűl, ekkor a spektrum alakja:

$$F_\nu = F_{\nu, \max} \times \begin{cases} (\nu_a/\nu_c)^{1/3}(\nu/\nu_a)^2 & \nu < \nu_a \\ (\nu/\nu_c)^{1/3} & \nu_a < \nu < \nu_c \\ (\nu/\nu_c)^{-1/2} & \nu_c < \nu < \nu_m \\ (\nu_c/\nu_c)^{-1/2}(\nu/\nu_m)^{-p/2} & \nu_m < \nu. \end{cases} \quad (1.32)$$



## 2. fejezet

### A gamma-kitörés és az utófény

Ebben a fejezetben a Veres & Bagoly (2009) és a Veres (2011) cikkek eredményeit tárgyalom. A kitörések röntgen utófényének és az azonnali (prompt) fázisának a kapcsolatát vizsgálom a Swift műhold BAT és XRT műszerének a dataira alapozva. Bemutatom az általam kifejlesztett módszert a kétféle adat összehasonlítására és az összehasonlítás eredményét.

#### 2.1. A gamma- és a röntgenfluxusok összehasonlítása

A kitörések utófényének vizsgálatával kapcsolatban természetesen adódik a kérdés, hogy megvizsgáljuk az azonnali (prompt) fázis és az utófény fluxusának kapcsolatát. Ennek érdekében közös intervallumokban vizsgáltam a röntgen és a gamma-fénygörbét a Swift méréseire támaszkodva és összehasonlítottam Zhang et al. (2007) és Evans et al. (2007) által kapott fénygörbékkel (l. 2.2.2 ábra). A röntgen méréseket az XRT műszer, a gamma-megfigyeléseket pedig a BAT szolgáltatta. Az eljárás során a gamma-spektrumot a röntgentartományba extrapoláltam, így teremtve közös alapot a fluxusok összehasonlításához.

A módszer sikeres használatának legfőbb akadálya, hogy eleve nem ismert, hogy a spektrum „simán” (például hatványfüggvény szerint) folytatódik a röntgen- és a gamma-tartomány között, vagy törés van benne (például Band-függvény). Ha törés található a

spektrumban a két műszer érzékenységi tartománya között, az extrapoláció a röntgentartományba a mértnél nagyobb értéket fog adni, mivel a spektrum a nagyobb energiákon jellemzően meredekebb spektrális indexszel rendelkezik. Az eljárás a fordított irányban is elvégezhető (Sakamoto et al. 2007), amikor a röntgentartományt extrapoláljuk a gammába.

## 2.2. Adatfeldolgozás

Az adatokat a bevezetőben ismertetett Swift műhold BAT illetve XRT műszerei szolgáltatták. Ezek szabadon letölthető mérések a Swift honlapjáról (<http://heasarc.gsfc.nasa.gov/cgi-bin/W3Browse/swift.pl>).

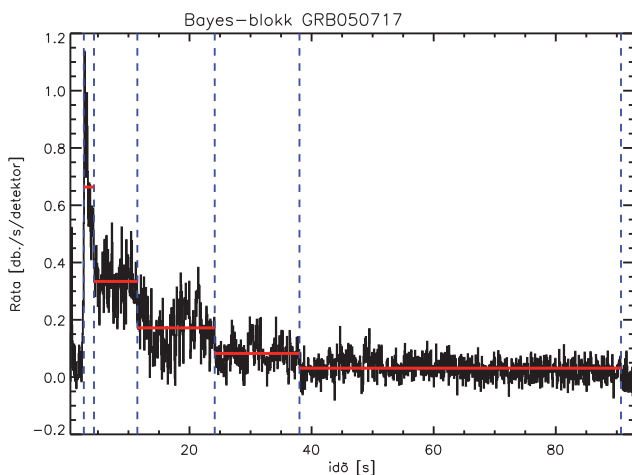
### 2.2.1. Gamma-tartomány redukálása

A BAT műszer a kitörések ideje alatt érkező fotonokat egyenként rögzíti, ezek képezik az adatok legegyszerűbb változatát. Az előfeldolgozó rutinok korrigálnak a műhold mozgására és a detektorok sajátosságaira. 64 ms felbontású fénygörbét készítettem, és ezeken hajtottam végre a Bayes-blokk (Scargle 1998) algoritmust amely a fénygörbét változó hosszúságú szakaszokra bontja.

#### A Bayes-blokk eljárás

A gamma-fénygörbét időben darabokra kell osztani ahhoz, hogy összehasonlítható legyen a röntgen utófény mérésekkel. Ezt a kétféle időbeli felbontás mellett a gyors spektrális fejlődés is indokolja. Kézenfekvő lenne egyenletes idő-intervallumokra bontani a fénygörbét, ám több tény is arra mutat, hogy ez előnytelen. Az utófény hatványfüggvény skálán fejlődik ( $F_\nu(t) \propto t^{-\alpha} \nu^{-\beta}$ ) mind időben, mind spektrumát tekintve. A kitörés gamma-fénygörbéjének természetes egységét egy impulzus jelenti, amelyből esetenként több is egymásra tevődhet. Olyan darabolási módot kerestem, amely ezt is tekintetbe veszi.

A Bayes-blokkok lényege, hogy a fénygörbét konstans szakaszokkal próbálja leírni. Adott intervallumon azt tekintjük nullhipotézisnek, hogy a fénygörbe egy konstans fluxusú, Poisson-zajjal terhelt folyamatként jött létre. Az alternatív hipotézis az, hogy jobban leírható két konstans folyamattal, amelyeknek az osztópontját külön feladat megkeresni. A fénygörbén minden lépésben osztópontokat határoz meg a fenti eljárás. A folyamat leállítását egy szabad paraméter (prior) szabályozza. Amennyiben az alternatív hipotézis (a szakasz két részre bontása) valószínűsége nem haladja meg az előre rögzített szabad paraméter értékét, az osztópontok véglegesnek tekinthetők. Az eljárást Scargle (1998) tárgyalja, és egy konkrét kitérésre való alkalmazását mutatja a 2.1 ábra.



2.1. ábra. Példa a Bayes-blokk felbontásra. A fekete görbe az eredeti fénygörbe, a piros szakaszok a blokkok, illetve a konstans értékek a blokkokon belül.

Az algoritmust a `battblocks`<sup>1</sup> program hajtja végre, ezt használtam fel a ebben a vizsgálatban. A gamma-tartomány fénygörbéinek a Bayes-blokkok szolgáltatják az egységeit.

<sup>1</sup><http://heasarc.gsfc.nasa.gov/lheasoft/ftools/headas/battblocks.html>

Olyan algoritmust készítettem, amely a Bayes-blokk eljárás által kiadott osztópontokkal spektrumokat állít elő, és megalkotja hozzá a szükséges detektor válaszmátrixokat is. Fontos, hogy minden intervallumra különböző válaszmátrixot kell készíteni. A Swift műhold fő erőssége, hogy gyorsan tudja irányítani a műszereit ( $\sim 1^\circ/s$ ), de a detektor válaszfüggvény szempontjából ez hátrányos, mivel ilyenkor a válaszfüggvény is gyorsan változik. A detektor válaszfüggvény nagyon leegyszerűsítve azt az effektív felületet mutatja meg, amelyet a kitörés irányára merőlegesen a detektor állít.

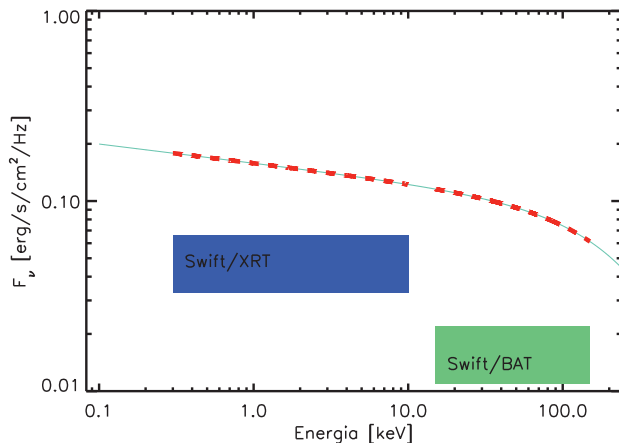
A spektrum illesztése az ún. *forward folding* módszerrel történik. Feltételezve egy spektrális alakot néhány szabad paraméterrel, a spektrumot „megfigyelettem” a műszerrel. Ez abban áll, hogy megvizsgálom, a kiválasztott spektrumra az adott válaszfüggvény milyen eredményt ad. A kapott eredményt összevetem a megfigyeléssel (például  $\chi^2$  értelemben) és azok a spektrális paraméterek, amelyekre a legjobb e kettő között az egyezés, azok lesznek a spektrum paraméterei. Az eljárás tehát nem a spektrumot figyeli meg, hanem a spektrumnak a detektorral való konvolúcióját hasonlítja össze a megfigyelt beütésekkel.

A két spektrális modell az egyszerű hatványfüggvény  $(N_E(E) = A \left(\frac{E}{100\text{keV}}\right)^\alpha)$  és a levágással rendelkező hatványfüggvény  $(N_E(E) = A \left(\frac{E}{100\text{keV}}\right)^\alpha \exp\left(-\frac{E}{E_0}\right))$ , 1.3.4 fejezet). A levágással rendelkező hatványfüggvény több paraméterrel rendelkezik, így szükségszerűen jobban jellemzi az adatokat. Ha az illesztés  $\chi^2$  statisztikája 6-nál többel javul, akkor a levágással rendelkező spektrumot választottam, ellenkező esetben az egyszerű hatványfüggvényt. A  $\chi^2_1$  statisztikát véve alapul a tévedési valószínűség 2,4%. Monte Carlo szimulációk elvégzése során a tapasztalt hiba csupán 0,62% (Sakamoto et al. 2007).

A következő lépés kiterjeszteni a BAT intervallumban kapott spektrumot az XRT tartományába (0,3 - 10 keV, 2.2.1 ábra). Ehhez az általam a Bayes-blokkokra illesztett BAT spektrumot használtam fel és 0,3 – 10 keV között integráltam.

### 2.2.2. Röntgensugárzás

Amikor a röntgen fluxus magas, a Swift XRT esetében a jó időbeli felbontás (0,2 s) érdekében az egyik térbeli koordinátát nem rögzítik és az észlelt fotonok képe egy egye-



2.2. ábra. A Swift röntgen- (XRT) és gamma-tartományának (BAT) elhelyezkedésére, valamint a spektrumok extrapolációjának illusztrációja. A téglalapok az egyes műszerek érzékenységi tartományát jelölik.

nesre esik. Ezt nevezik Windowed Timing (WT) módnak. Alacsonyabb fluxusnál a Photon Counting (PC) üzemmód aktív. Ez gyengébb időbeli felbontással rendelkezik (2,5 s), de a WT móddal ellentétben itt két koordináta szerint rögzíti a műszer a beérkező fotonokat. Eredetileg több üzemmódot is terveztek, de egy mikrometeorit-becsapódás miatt a detektor hűtése meghibásodott, ezért csak ezt a két üzemmódot használják.

A megfigyeléseket Evans et al. (2007)-ből vettem: ezek foton/s egységben tartalmazzák a méréseket. A feladat itt a megfelelő fotonszám–energia fluxus átszámítás kidolgozása. Erre az irodalomban két módszer létezik. Az előbb említett Evans et al. (2009) a teljes időintervallum alatt beérkezett fotonokra számol spektrumot, és egy váltószámmal alakítja át a legkorábbi észleléstől az utolsóig a fotonszámot fluxussá. Ez nyilvánvalóan nem vezet a fluxus helyes megállapításához, mivel az utófények spektrális fejlődését nem veszi figyelembe. Zhang et al. (2007) a fotonokat addig összegzi időben, míg

azokra kielégítő módon spektrum illeszthető. Ez a módszer jól kezeli a spektrális fejlődést, ugyanakkor zajos fénygörbéket eredményez.

Itt egy harmadik módszert fejlesztettem ki, melynek során a fotonszám-görbéből tetszőleges számú intervallumot ki lehet választani, ezekre spektrumot illeszttek (ha elegendő foton van az intervallumban) és így számítom ki az átváltási számot. Ezzel a módszerrel jól kezelhető a spektrális fejlődés, és a mérési pontok zaja is csökken (Veres & Bagoly 2009; Veres 2011). A röntgen adatok időben való feldarabolásához az Evans et al. (2007) által publikált fotonszám adatokat (röntgen fénygörbét) használtam. A feladat annak meghatározása, hogy a fotonok mennyi energiát hordoznak. Ennek érdekében a fénygörbét részekre bontottam, úgy, hogy minden részre spektrumot lehessen illeszteni és a kanonikus röntgen fénygörbe jellegzetes töréseit figyelembe vettem (1.1 ábra). Egy intervallum röntgenspektrumának illesztése a következőképpen zajlik:

1. A kalibrációs adatbázisból letöltöm a legújabb detektor válaszfüggvényeket.
2. Az adott megfigyeléshez a megfelelő programmal előállítom a detektor kiegészítő válaszfüggvényét. Ez a spektrum illesztéséhez szükséges.
3. Figyeltem a *pile-up* jelenségre, amely abban áll, hogy az expozíciós időintervallum alatt intenzív forrásokból egy pixelbe két foton is érkezhets. Ez a darabszám csökkenésével (a detektor a két vagy több fotont egynek számolja) és a spektrum keményedésével (a fotonok energiái összeadódnak, mintha egy foton érkezett volna) jár. A PC módot Vaughan et al. (2006) szerint korrigáltam, a WT módot pedig Romano et al. (2006) szerint.
4. A BAT-hoz hasonlóan (5.4 fejezet) a röntgen spektrum paramétereit addig változtatom, míg a detektor válaszmátrixszal konvolválva, a megfigyelt méréssel a legjobb egyezést kapom  $\chi^2$  értelemben.

A beütéseket fluxussá konvertáló váltószám számításánál fontos, hogy optimális értéket kapjak. Ha egy intervallumnak tekintem az egész adathalmazt, a spektrális fejlődést nem vesszem figyelembe, ha pedig túl sok részre darabolom a fénygörbénket, az egyes időrekeszekben kevés foton lesz a spektrum illesztéséhez, és ezzel pontatlanságot viszek be a fluxus számításába. Általában  $n = 2-6$  részre osztottam a



röntgen fénygörbét. Minden intervallumra egy spektrumot illesztettem, amelyet integráltam a mérési tartományra. Az illesztett függvény egyszerű hatványfüggvény volt, alacsony energiákon elnyeléssel. A galaktikus elnyelést Dickey & Lockman (1990) alapján vettem figyelembe, megmaradó elnyelés az extragalaktikus járuléék. Ezután korrigáltam az elnyelésre, hogy megkapjam a kitörés eredeti röntgen fluxusát, amely így a hatványfüggvény alakú spektrumból származik. Következő lépésként a kijelölt intervallumokban integrálok a spektrumot és viszonyítom a beérkezett fotonok számához, hogy megkapjam a fotonszámot fluxussá alakító váltószámot.

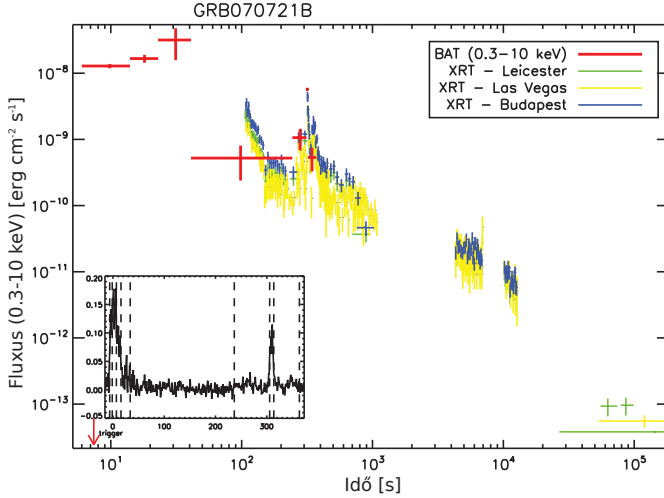
A  $\chi^2$  statisztika helyett a kis fotonszám mellett szokásos Cash-statisztikát (Cash 1979) alkalmaztam a legjobb illeszkedő spektrum megtalálásához. Továbbá a spektrum energiarekeszeit úgy olvasztottam össze, hogy minden egyes rekeszben legyen legalább 2 foton.

## 2.3. A röntgen- és gamma-sugárzás eredetének kapcsolatáról

A röntgen és a gamma-sugárzás kapcsolatát vizsgáltam a következőkben annak kiderítése érdekében, hogy a kétféle sugárzás ugyanabból a térrészből származik vagy sem. Ennek egyik legegyszerűbb módja, ha összehasonlítom, hogy mekkora fluxusjárulékot adna a BAT által mért gamma-tartománybeli spektrum a röntgen tartományban. Ehhez a gamma-spektrumot kiterjesztettem a röntgentartományba és összehasonlítottam az így kapott fluxust az XRT által mért fluxussal.

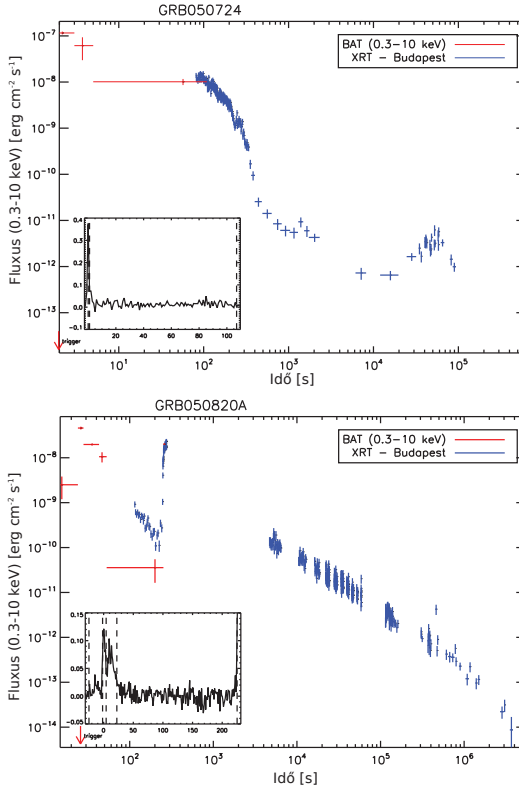
### 2.3.1. Minta kiválasztása

A kétféle sugárzás összehasonlításához olyan kitöréseket választottam ki, amelyekre az XRT első mérése idején a BAT jelentős fluxust mért a gamma-tartományban, mivel itt direkt módon össze tudtam hasonlítani a kétféle sugárzást (Evans et al. 2010).



2.3. ábra. A GRB 070721B kitörés fénygörbéje az extrapolált gamma (piros), illetve a röntgentartomány méréseivel. Leicester módszer a Evans et al. (2007) transzformációt jelöli, a Las Vegas a Zhang et al. (2007)-t és Budapest az általam használt átszámolási eljárást. A kis diagram a gamma-fénygörbét mutatja, a függőleges szaggatott vonalak pedig a Bayes-blokkok határait.

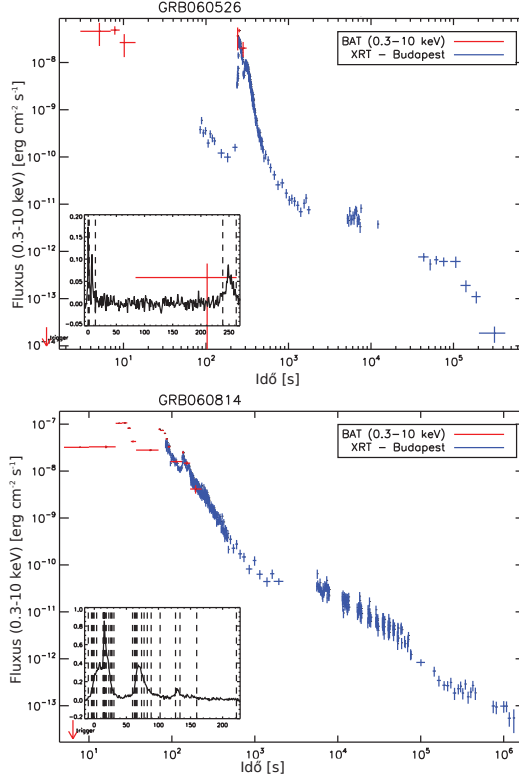
A keresés első fázisában a kitörés BAT által mért teljes időtartamát ( $T_{100}$ ) tekintettem (l. 1.3.1 fejezet). Ha az első XRT mérés ebben az intervallumban történt, a kitörést tovább vizsgáltam, egyébként elvettem. Mivel legtöbb esetben a BAT  $T_{100}$  végén a kitörés igen halvány és nagy hibával terhelt, a legtöbb kitörést el kellett vetni. Miután egyenként megvizsgáltam az átfedést a két műszer mérései között, hét kitörés képezte a végső mintát: 050724, 050820A, 060526, 060814, 061121, 070704 és 070721B. Ezeknek a kitöréseknek 31 olyan időszetele van, amelyeken össze lehet hasonlítani a fluxust. Ezek képezték a mintát a vizsgálataimhoz.



2.4. ábra. GRB 050724 az egyetlen rövid kitörés a mintában. A rövid csúcsot követő kiterjedt emissiónak köszönhetően össze tudtam hasonlítani a BAT és az XRT fluxusait. Ezek a hibákon belül jó egyezést mutattak. GRB 050820A egy hosszú kitörés, jól elkülönülő sugárzási epizódokkal. A második csúcs idején az XRT már mérte a kitörést, és az ábra alapján a két műszer fluxusa jól egyezik. A kis diagramok a gamma-fénygörbét mutatják, a függőleges szaggatott vonalak pedig a Bayes-blokkok határait.

### 2.3.2. A röntgen fluxusszámítási módszerek összehasonlítása

Az irodalomban két módszert találtam a fluxus számolására a beütésszámokból (Evans et al. 2007; Zhang et al. 2007). Evans et al. (2007) az utófény teljes terjedelmére



2.5. ábra. Mind GRB 060526, mind GRB 060814 kitörések röntgen és extrapolált fénygörbéi jól illeszkednek azokon a helyeken, ahol időben egyszerre detektálták őket. A kis diagramok a gamma-fénygörbéket mutatják, a függőleges szaggatott vonalak pedig a Bayes-blokkok határait.

illesztett spektrummal számítja át a beütésszámot ( $n = 1$ ) és így nem veszi figyelembe a spektrális fejlődést. Zhang et al. (2007) módszere az intervallumokat úgy választja meg, hogy a kezdetben  $\Delta t = 0$  hosszúságú intervallumot mindaddig növeli,

míg az ide eső fotonokra a Cash (1979) statisztika segítségével spektrum nem illeszthető. Amint a spektrum illesztési művelet egy megoldáshoz konvergál azt tekintik az intervallum határainak és az eljárást tovább folytatja. Ez a módszer jól kezeli a spektrális fejlődést, viszont a beütésszámot fluxussá alakító számokat csak nagy hibával képes meghatározni. Az általam kidolgozott módszer az említett két eljárás hátrányait igyekszik kiküszöbölni: elegendően széles intervallumokat választok ahhoz, hogy a beütésszámot fluxussá alakító váltószám ne legyen nagy hibával terhelt, ugyanakkor több intervallumra osztom a fénygörbét, hogy a spektrális fejlődést is figyelembe tudjam venni.

A 2.2.2 ábrán a fent vázolt két módszerrel készült fénygörbe látható, kiegészítve az én módszeremmel készült fénygörbével. Összehasonlítva a fluxusértékeket a különböző módszerek között minden időpontban, azt találtam, hogy az eltérés akár 20% is lehet (például  $\sim 450$  s-nál GRB 070721B esetében).

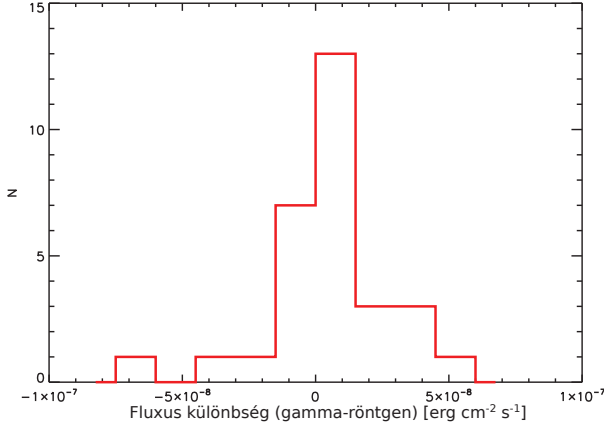
### 2.3.3. A fluxusok összehasonlítása

Bemutattam néhány eljárást az adatok időbeni csoportosítására mind a röntgen-, mind a gamma-tartományban. Azokon a kitöréseken, amelyeknél egyszerre van gamma és röntgen mérés, lehetőség nyílik a kétféle fluxus összevetésére. O'Brien et al. (2006) a kitörések egy korai mintájára közös gamma és röntgen illesztéseket végzett, és azt találta, hogy jól illeszkedik egymáshoz a kétféle típusú sugárzás. Az említett tanulmányban nem minden esetben volt egyidejű mérés röntgen és gamma-tartományban, ezért esetenként időben is extrapolációt kellett végezni. Ezzel szemben itt csak az egyidejű röntgen és gamma-észleléssel rendelkező kitöréseket hasonlítom össze.

Előfordulhat, hogy utólagos elemzés során jelentős emissziós epizódokat fedezünk fel a kitörés kezdete előtt. Ezek az időtengelyen negatív értékeknél jelennek meg és ahhoz, hogy az utófény logaritmikus skálájával összhangba hozzam, esetenként egy önkényes eltolást iktattam be az időtengelyen ( $t_{ij} = t_{\text{regi}} + \Delta t$ ). Az ábrákon a trigger időpontját ( $t_{\text{regi}} = 0$ ) piros nyílak jelölik.

A mintám 31 közös időszakaszát véve alapul, elkészítettem a gamma és a röntgen fluxusok különbségének hisztogramát (2.6 ábra). Azt találtam, hogy a BAT spektrumának a

röntgen sávba való extrapolációjával kapott fluxus 21 esetben magasabb. A különbségek szórása  $2,2 \times 10^{-8} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ -nak adódott. Ez nagyjából harmada az átlagos gamma-fluxusnak a 31 időrekeszben. Az esetek többségében a gamma-tartományból extrapolált

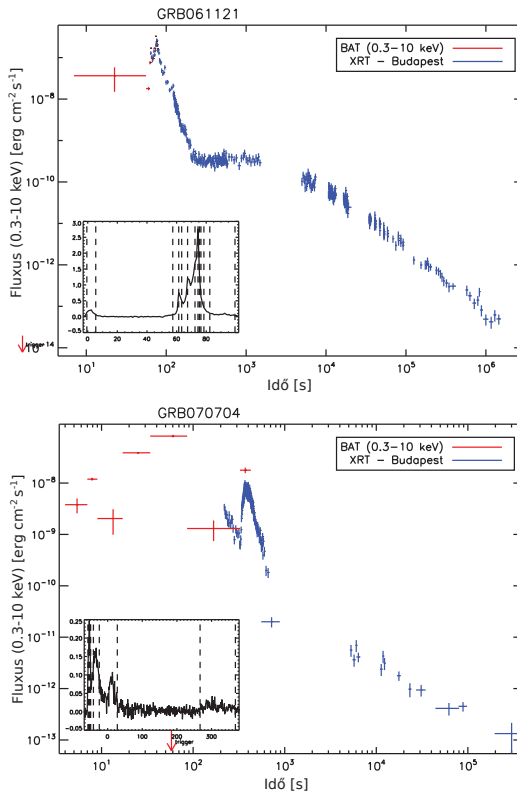


2.6. ábra. A gamma- és röntgentartomány fluxusai különbségének eloszlása a 31 intervallumra.

spektrum felülbecsüli a röntgentartományban mért értéket. Ez úgy magyarázható, hogy a gamma-spektrum görbületének nem esik elegendően kiterjedt része a BAT energiaablakába ahhoz, hogy a levágással rendelkező hatványfüggvény mellett döntsek (2.2.1 ábra). Az egyszerű hatványfüggvény spektrálindexe így meredekebb lesz, amiből következik a magasabb fluxus.

## 2.4. A röntgen- és gamma-tartomány összehasonlításának eredménye

1. Kidolgoztam egy módszert az azonnali gamma-adatok időbeli darabolására és a kapott szakaszokra egyenként spektrumot illesztve meghatároztam a fluxusukat.



2.7. ábra. A GRB 061121 jelű kitörés esetében az extrapolált BAT fluxus láthatóan jól egyezik az XRT fluxussal. A GRB 070704 kitörés esetében azonban a 300 s-nál található félfénylés a BAT méréseiben magasabb értéket eredményez, mint a röntgentartományban. A kis diagramok a gamma-fénygörbéket mutatják, a függőleges szaggatott vonalak pedig a Bayes-blokkok határait.

2. Az utófény röntgen méréseinek adataira támaszkodva eljárást adtam meg a beütésszámot fluxussá konvertáló faktor kiszámítására a kitörés során. A módszer kiküszöböli az irodalomban ismert eljárások hátrányait.

3. Kiválasztottam néhány fényes kitörést annak érdekében, hogy összehasonlítsam a röntgen és gamma-tartományban kibocsátott fluxusukat. A kiválasztás feltétele volt, hogy egyidőben rendelkezzenek röntgen és gamma-méréssel, vagyis a műhold olyan gyorsan ráfordítsa az XRT készüléket a kitörésre, hogy az azonnali fázis még tartson. A GRB 070721B kitörésen keresztül bemutattam, hogy az egyszerű redukálási eljárások akár 20%-kal eltérő fluxust adhatnak a spektrális fejlődést is figyelembe vevő módszerekhez képest.
4. Az egyedi kitörések elemzésével arra utaló jeleket találtam, hogy a röntgen és a gamma-fluxus valószínűleg ugyanabban a térrészben keletkeznek. A két tartomány közötti fluxus-értékeknek a szórása  $2,2 \times 10^{-8} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  (2.6 ábra). Az átlagos fluxussal összevetve ez arra utal, hogy a fluxusok megegyeznek. A felmerülő eltéréseket a gamma-spektrum görbülete okozhatja.



## 3. fejezet

# Nagyon távoli események

Ebben a fejezetben bemutatom a kozmológiai k-korrekciót az általam kidolgozott hibaszámítással és az alkalmazásával a rendkívül nagy vöröseltolódású GRB 080913 kitörésre (Pérez-Ramírez et al. 2010). Röviden ismertetem a rendkívül nagy vöröseltolódású kvazárról írt Veres et al. (2010c) cikket, melyben a  $z = 4,7$  vöröseltolódású objektum esetén több mint négyszeres intenzitás növekedéshez köthető új nyalábkomponenst kerestem és több módszerrel meghatároztam a kvazár fizikai paramétereit. Az egész fejezetben a Band-függvényt definiáló 1.3 egyenletben használt  $N_E(E)$  helyett, a spektrumnak az alakját leíró, mértékegység nélküli  $\phi(E) = N_E(E)/A$  kifejezést használom.

### 3.1. K-korrekció

A csillagászatban sokszor felmerül az a kérdés, hogy a megfigyelt mennyiségek milyen viszonyban vannak a kibocsátott mennyiségekkel, mit tudhatunk meg a megfigyeléseinkből a forrással együttmozgó rendszerben. K-korrekciónak nevezzük azt az eljárást, mely során a műszereink érzékenységi ablakában a mért fluxusból kiszámoljuk a bolometrikus luminozitást vagy kibocsátott energiát. A megoldás szükségszerűen pontatlan, hiszen nem rendelkezünk végtelenül széles energia-ablakkal. A k-korrekció teremti meg a kapcsolatot a megfigyelt fluxus és a kibocsátó rendszer fluxusa között.

A gamma-kitörésekkel kapcsolatban a probléma a következő módon fogalmazható meg: Adott műszerrel az  $[E_1, E_2]$  energiaablakban megmérjük az energia-fluxusát a forrásunknak. Meg szeretnénk tudni, mekkora energiát sugárzott ez a forrás egy megfelelően széles energia-tartományban, olyanban, amelyet már bolometrikusnak tekinthetünk. Ennek megállapításához olyan információkat is felhasználunk, amelynek a bizonyosságáról nem lehetünk meggyőződve. Nevezetesen úgy gondoljuk, hogy a spektrum ugyanazt az alakot követi az érzékenységi tartományon túl is, mint a mért intervallumban.

Akkor adódik nehézség, ha a spektrum alakja nem határozható meg jól a mért intervallumban. Band-spektrum esetén ez a kitörésekkel kapcsolatban tipikusan az  $E_{peak}$  spektrális paraméter meghatározhatóságán múlik, de természetesen a nagy-energiájú spektrális indexnek is jelentősége van. Összességében elmondható tehát, hogy ha a spektrum csúcse energiáját megmértük, akkor a k-korrekción általában jól elvégezhető.

Ideálisan a  $(0, \infty)$  intervallumban szeretnénk kiszámolni a kibocsátott energiát: a műszerek érzékenységét figyelembe véve az irodalomban elterjedt a  $1 - 10^4$  keV intervallum használata (Bloom et al. 2001) (ebben a tartományban létezik megbízható információ arról, hogy a spektrumot jól leírják a modellek), így én is ezt fogom alapul venni. A Fermi LAT berendezés  $\sim$  GeV energiáig is képes fotonokat érzékelni, és az eredmények arra mutatnak, hogy egyes modellek kiterjeszthetők ilyen energiákra is (Amati et al. 2009).

### 3.1.1. A k-korrekción lépései

A megfigyelő vonatkoztatási rendszerében a teljes energia kiszámolásánál a következő formulát kell alkalmazni (l. Bloom et al. 2001):

$$E = \frac{4\pi D_L^2}{1+z} S. \quad (3.1)$$

Itt  $E$  a teljes kibocsátott energia a megfigyelő rendszerében,  $D_L$  a luminozitási távolság,  $z$  az objektum vöröseltolódása és  $S$  a fluencia  $\text{erg cm}^{-2}$  egységekben, a megfigyelő rendszerében mérve. Ez a kifejezés egy idealizált helyzetet ír le, ugyanis fel kell tételezni, hogy a műszerünk a teljes elektromágneses spektrumban érzékeny.

Valójában a megfigyelő műszer csak véges  $[E_{min}, E_{max}]$  intervallumban képes észlelni a fotonokat. Mivel ismert, hogy a kitörések kozmológiai távolságokban keletkeznek, a Világegyetem tágulásának hatását is figyelembe kell venni. Ez azt jelenti, hogy az  $[E_{min}, E_{max}]$  intervallumban észlelt sugárzás  $[E_{min}(1+z), E_{max}(1+z)]$  intervallumban keletkezett a forrás rendszerében mérve.

A cél az, hogy egy elegendően széles, bolometrikusnak tekintett energia-intervallumban meg tudjam mondani, hogy mennyi energiát bocsátott ki a forrás az ő saját rendszerében. Induljunk ki az előbb megállapítottakból, miszerint a kibocsátó rendszer fotonjainak energiája megfigyeléskor  $1/(1+z)$ -szeresére csökken. Az  $[E_1, E_2]$  intervallumban beérkező fotonok által szállított energia:

$$E_{[E_1, E_2]} = \frac{4\pi D_L^2}{1+z} S_{[E_1/(1+z), E_2/(1+z)]}. \quad (3.2)$$

Itt  $S_{[E_1/(1+z), E_2/(1+z)]}$  a fluencia az  $1+z$ -vel eltolt intervallumban. Fontos leszögezni, hogy bolometrikus intervallumnak az  $1$  és  $10^4$  keV közötti részt tekintem. Ez durván megfelel azoknak az energiaértékeknek, ahol a hagyományos szcintillátoros technikával (esetleg surlótükrös módszerrel a röntgentartományban) mérni tudjuk a spektrum alakját. A definíció azonban megváltoztatható, néha ki szokás terjeszteni  $10 \text{ GeV} = 10^7 \text{ keV}$ -ig, mivel a Fermi-LAT műszer érzékenysége lehetővé teszi, hogy itt is meghatározzuk a spektrumot.

Fontos, hogy a spektrumban jelenlevő csúcsergiát ( $E_{peak}$ ) ismerjük. Ennek hiányában nehéz megállapítani az észlelt, energiában eltolódott spektrum valódi, a kibocsátó rendszerében mért tulajdonságait. Alakítsuk át a 3.2 egyenletet, figyelembe véve, hogy a

műszerünk  $[E_{min}, E_{max}]$  tartományban érzékeny.

$$E_{[E_1, E_2]} = \frac{4\pi D_L^2}{1+z} S_{[E_{min}, E_{max}]} \frac{S_{[E_1/(1+z), E_2/(1+z)]}}{S_{[E_{min}, E_{max}]}} \quad (3.3)$$

$$= \frac{4\pi D_L^2}{1+z} S_{[E_{min}, E_{max}]} \frac{\int_{E_1/(1+z)}^{E_2/(1+z)} E \phi(E) dE}{\int_{E_{min}}^{E_{max}} E \phi(E) dE} \quad (3.4)$$

$$= \frac{4\pi D_L^2}{1+z} S_{[E_{min}, E_{max}]} k(E_{min}, E_{max}, E_1, E_2, z, \phi(E)). \quad (3.5)$$

Az utolsó egyenlet definiálja a  $k$ -korrekciót, ami nem más, mint egy  $k$  szám, amely a kibocsátott és a megfigyelhető mennyiségeket köti össze:

$$k = k(E_{min}, E_{max}, E_1, E_2, z, \phi(E)) = \frac{\int_{E_1/(1+z)}^{E_2/(1+z)} E \phi(E) dE}{\int_{E_{min}}^{E_{max}} E \phi(E) dE}. \quad (3.6)$$

Egyenleteinkben  $E_1 = 1$  keV és  $E_2 = 10^4$  keV az egyik lehetséges, széleskörűen alkalmazott választás. A  $k$ -korrekció akkor is alkalmazható, ha a fluenciát fotonszámban (foton/s) közlik energia (erg/s) helyett. Ebben az esetben a korrekciós faktor értéke:

$$\kappa = \kappa(E_{min}, E_{max}, E_1, E_2, z, \phi(E)) = \frac{\int_{E_1/(1+z)}^{E_2/(1+z)} E \phi(E) dE}{\int_{E_{min}}^{E_{max}} \phi(E) dE}. \quad (3.7)$$

A mért fluenciából a vöröseltolódás ismerete mellett (adott kozmológiai paraméterek feltételezésével) az izotrop-energia a következőképpen definiálható:

$$E_{iso} = \frac{4\pi D_L^2}{1+z} S_{[E_{min}, E_{max}]} k, \quad (3.8)$$

ahol:

$$k(E_{min}, E_{max}, E_1, E_2, z, \phi(E)) = \frac{\int_{E_1/(1+z)}^{E_2/(1+z)} E \phi(E) dE}{\int_{E_{min}}^{E_{max}} E \phi(E) dE}, \quad (3.9)$$

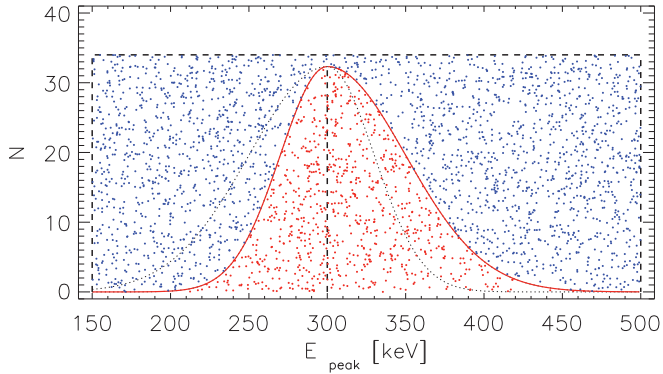
$D_L$  a luminozitási távolság,  $z$  a vörösetlódás és  $S$  a mért fluencia.

### 3.1.2. $E_{iso}$ hibájának számítása

Bár a képletek alapján analitikus módszerekkel is el lehetne végezni a hibaszámítást, ez nem a optimális megoldás. A spektrális illesztés paramétereit egy likelihood függvény maximalizálásával kaptuk meg. Az egyes paraméterek hibáit úgy kapjuk, hogy a likelihood függvénynek az értékét nem-optimális paraméterértékeknél is kiszámoljuk. Amint a likelihood függvény egy előre megszabott értékkel romlik, ott állapítjuk meg az illető paraméter hibáit (D'Agostini 2004; Barlow 2003). Ez legtöbbször aszimmetrikus hibákra vezet: a likelihood függvény nem szimmetrikus a legjobb érték körül. Mivel ilyen ferde eloszlások esetén csak közelítő eljárások használhatóak, ezért a hibákat Monte Carlo szimulációval állapítottam meg.

Tekintettem a kitorések spektrumának aszimmetrikus hibákkal terhelt paramétereit (tipikusan a Band-spektrumra kimért  $\alpha_{-0.2}^{+\alpha,1}$ ,  $\beta_{-0.2}^{+\beta,1}$  és  $E_{p-E_{p,2}}^{+E_{p,1}}$  paramétereket). Minden paraméterre generáltam egy olyan eloszlást, amelynek maximuma az illető paraméter legjobb értékének felel meg. A generált eloszlás oldalanként normális eloszlásból áll elő, de a két oldalon a szórások értéke a paraméter hibáinak két értékével egyezik meg. Illusztrációként az  $E_{peak} = 300_{-30}^{+50}$  keV értékhez rendelt aszimmetrikus eloszlás látható a 3.1 ábrán.

Az eloszlás köré egy megfelelően nagy méretű téglalapba egyenletes eloszlású mintát generáltam. Az így generált mintából azokat tartottam meg, amelyek a téglalapon belül az aszimmetrikus eloszlás „alá” ( $y_i < y_{asszim.}$ ) estek (piros pontok a 3.1 ábrán). Tipikusan  $n = 1000$  szimulált értéket generáltam, majd az így szimulált mennyiségek mindegyikével végigszámoltam a k-korrekciora bemutatott eljárást és meghatároztam



3.1. ábra. Az aszimmetrikus hibákkal terhelt változó Monte Carlo szimulációjának bemutatása az  $E_{\text{peak}} = 300^{+50}_{-30}$  keV értéken keresztül. Az aszimmetrikus eloszlást a piros görbe mutatja. A piros pontok a megtartott, kék pontok pedig az elvetett szimulált értékeket mutatják.

$k$ -t. A  $k$  értékek eloszlásából kiszámoltam azok átlagos értékét és szórását, ami megadta a  $k$ -korrekció értékét illetve hibáját.

### 3.2. Alkalmazás a GRB 080913 kitörésre

A GRB 080913 kitörést a Swift műhold észlelte 2008. szeptember 13-án, 06:46:54 UT időpontban, és  $\approx 8$  s volt az időtartama. Ennek alapján nagy valószínűséggel a hosszú csoportba kellene sorolni a kitörést. A kitörést a Konus-Wind is észlelte. A Swift és a Konus-Wind adatokból 15 – 150 keV energia-intervallumban számított fluenciája  $(5,6 \pm 0,6) \times 10^{-7}$  erg cm $^{-2}$ . A spektrum egy levágással rendelkező hatványfüggvénnyel írható le legjobban,  $\alpha = -0,89^{+0,65}_{-0,46}$  és  $E_{\text{peak}} = 131^{+225}_{-48}$  keV paraméterekkel (Pal’Shin et al. 2008).

A kitörés koordinátáinak gyors szétküldése lehetővé tette, hogy automata teleszkópok a kitörés utófényét már korai szakaszában észleljék. A GROND teleszkóp fotometrikus vöröseltolódását ( $z = 6,1 - 6,7$  Greiner et al. 2008) a spektroszkópiai megfigyelések alátámasztották. A kitörés  $z = 6,7$  (Fynbo et al. 2008; Greiner et al. 2009) vöröseltolódással rendelkezik, és ezzel a felfedezése idején a második legtávolabbi ismert objektum volt, és a legtávolabbi gamma-kitörés. A kitörés lokális rendszerébe transzformált csúcsenergia és időtartam  $E_{\text{peak,saját}} = E_{\text{peak,megf.}} (1+z) \sim 1000$  keV illetve  $T_{90,\text{saját}} = T_{90,\text{megf.}}/(1+z) \sim 1$  s. Ennek alapján a kitörést akár a rövid csoportba is sorolhatnánk, mivel nagyjából 2 másodpercnél van a határ a rövid és a hosszú kitörések között. Ennek a gondolatnak a hátulütője az, hogy a kétfajta kitörést elválasztó 2 s határt a megfigyelő rendszerében állapítottuk meg. Érdekes azonban, hogy a spektrális késés (1.3.5 fejezet) hibahatáron belül nulla, ami arra utal, hogy a kitörés a rövid csoportba tartozik (Xu 2008). A jelenleg legtávolabbi, GRB 080913 jelű kitörés  $z \sim 8,2$ -nél (Salvaterra et al. 2009; Tanvir et al. 2009) hasonló tulajdonságokkal rendelkezik: megfigyelt paramétereit alapján hosszú ( $T_{90} \sim 10,3 \pm 1,1$  s), a kitörés saját rendszerébe transzformálva pedig  $\sim 1$  s, és a spektrális késés is összeegyeztethető a nullával. Ezek rövid kitörésre utalnak (l. 1.3.5 fejezet). Azt lehet mondani erre a két kitörésre építve, hogy a nagyon nagy vöröseltolódású kitörésekre nem érvényes az egyszerű szétválasztás  $T_{90} = 2$  s-nál, és további megfigyelésekre kell alapozni a csoportosítást. E két kitörésnek egy kimerítő tárgyalását találjuk Zhang et al. (2009)-nél.

Ugyanitt, Zhang et al. (2009) egy eltérő klasszifikálási módot is találunk: a kitörések szülő objektumait I. és II. típusúaknak sorolja aszerint, hogy kettősök összeolvadásából (I. típus) jöhetett létre a kitörés, vagy nagytömegű (II. típus) csillag végső összeomlása az okozója. Zhang et al. (2009) csoportosítása szerint a GRB 080913 II. típusú kitörés, vagyis nagytömegű csillag hozta létre. Ugyanakkor a csoportosítás szerint a kitörés összeegyeztethető az I. típusú kitörésekkel is, amelyet a Blandford-Znajek mechanizmus hajt (Blandford & Znajek 1977) és egy fekete lyuk–neutroncsillag összeolvadásból áll.

Az illesztett exponenciális levágással rendelkező hatványfüggvény meghatározta a csúcsenergia értékét, ami nélkülözhetetlen a k-korrekciónak. A nagy energiás indexre semmilyen megszorítást nem ad a spektrum, ezért ezt az átlagos  $\beta = 2,2$ -nek választottam, 0,4 hibával (Schaefer 2007).

Az aszimmetrikus hibákkal terhelt paraméterekkel elvégeztem a  $k$ -korrekciót,  $H_0 = 71$  km/s/Mpc,  $\Omega_M = 0,27$  és  $\Omega_\Lambda = 0,73$  kozmológiai paraméterek mellett. Eredményül az  $E_{iso} = (6,8 \pm 2,2) \times 10^{52}$  erg eredményt kaptam, jó egyezésben a gyors közlésben megjelent  $E_{iso} \sim 7 \times 10^{52}$  erg értékkel (Pal'Shin et al. 2008). A visszatekintési idő  $t = 12,8 \times 10^9$  év.

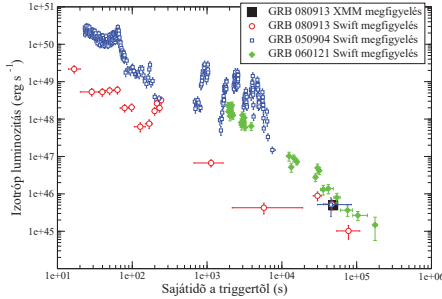
### 3.3. A GRB 080913 eredetére vonatkozó eredmények összefoglalása

Az alábbiakban röviden összefoglalom a GRB 080913 kitörés eredetére vonatkozó megállapításokat, amelyeket a Pérez-Ramírez et al. (2010) cikkben tettünk. Ezek kapcsolódnak az előző fejezetben bemutatott számításaimhoz. A közeli infravörösben, 20,7 órával a kitörés után a 3,5 m CAHA teleszkóppal végzett méréseket, valamint a Greiner et al. (2009) által végzett méréseket használtuk fel. Plateau de Bure Interferométerrel, milliméteres hullámhosszú tartományban végzett méréseket is felhasználtunk, amelyek csupán felső határokat adtak, de fontos megszorításokat adnak a spektrális energiaeloszlásra.

#### 3.3.1. Röntgen észlelések a GRB 080913-ról

Az első XRT mérésre a röntgentartományban  $\sim 94$  s-mal a kitörés kezdete ( $T_0$ ) után került sor. Az utófény megfigyeléséhez a Photon Counting mód elegendő volt (a megfigyelési módok leírása a 2.2.2 fejezetben található). A 0,3 – 10 keV között rögzített röntgen fénygörbe számos felfénylést tartalmaz. Ezek közül a legintenzívebb a  $T_0 + 1800$  s-nál található. A  $T_0 + 400$  s-tól  $T_0 + 1100$  s-ig tartó intervallum jól illeszthető  $\alpha_X = 1,2^{+0,2}_{-0,1}$  meredekségű egyenessel (ahol  $f_X \propto t^{-\alpha_X}$ ). A spektrum jól illeszthető egy elnyeléssel rendelkező hatványfüggvénnyel, melynek spektrálindexe  $\beta = 1,7^{+0,5}_{-0,4}$ , feltételezve, hogy az elnyelés galaktikus komponense  $3,2 \times 10^{20}$  cm $^{-2}$  (Kalberla et al. 2005). A kitörés luminozítás görbéje, összehasonlítva két másik kitörés hasonló görbéjével, a 3.2 ábrán látható.





3.2. ábra. Három kitörés 0,3 – 10 keV energia-intervallumban számolt fénygörbéje, saját rendszerben, a k-korrekció után. A satírozott négyzet a  $t - t_{GRB} = 4,9 \times 10^4$  s XMM-Newton megfigyelést jelöli.

### 3.3.2. GRB 080913 fizikai paramétereai a modell illesztésből

A nagyjából fél napnál jelentkező felfénylés magyarázatához azt feltételezzük, hogy a kitörés központi motorja energiát injektált a rendszerbe. Erre alapozva a tűzgolyóba késői energiabevitelt is tárgyaló modellt alkalmaztunk (Jóhannesson et al. 2006), és ennek a modellnek a keretein belül értelmezzük a megfigyeléseket.

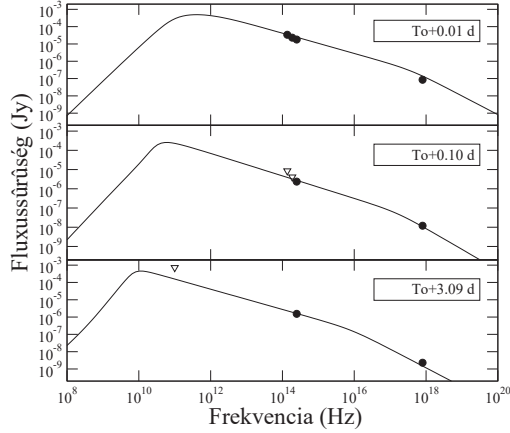
Mivel a fénygörbékben  $\sim 10$  napig nem látszott a nyálábra utaló törés (jet break, l. 1.5.1 fejezet), a nyaláb nyílásszögére csak egy alsó becslést adhatunk:  $\theta_0 \gtrsim 3^\circ$ . Ennek számítását Sari et al. (1999) alapján végeztük.

A megfigyelésre legjobban illeszkedő modellben  $3^\circ$  nyílásszögnél kezdeti  $E_0 = 4 \times 10^{51}$  erg energia szabadul fel  $n_0 = 2 \text{ cm}^{-3}$  sűrűségű környezetben. Ahhoz, hogy a  $t = 0,5$  napnál bekövetkező felfénylést megmagyarázzuk, a rendszerbe  $12E_0 (\sim 5 \times 10^{52} \text{ erg})$  energia bepumpálása szükséges.

A spektrális energiaeloszlás legjobban egy  $p = 2,17$  indexű elektron eloszlással írható le. A mikrofizikai paraméterek  $\epsilon_e = 6 \times 10^{-4}$  és  $\epsilon_B = 3 \times 10^{-5}$ . Itt  $\epsilon_e$  és  $\epsilon_B$  az elektronok illetve a mágneses tér energiasűrűségének a teljes energiához viszonyított hányada (l.

1.5.3 fejezet és Panaitescu & Kumar (2001)). Az elektronok belső minimális Lorentz-faktora ekkor  $\gamma_{\min} = \epsilon_e m_p / m_e (\Gamma - 1)$ , ahol  $m_p$  és  $m_e$  a proton illetve az elektron tömege és  $\Gamma$  az anyagszomó Lorentz-faktora. A 3.3 ábrán látható a spektrális energiaeloszlás a modellünk alapján három epochára az illesztett modellel.

Az illesztett paramétereknek jelentősen függenek a nyílásszög,  $\theta_0$  választásától. A lökéshullám energiája  $\theta_0^2$ -tel arányos, és a  $\theta_0$  alsó korlátja felső korlátot ad az  $n_0$  sűrűsége a nyalábolás miatt bekövetkező törésből adódóan (1.5.1 fejezet, 1.14 egyenlet). Mivel alacsony frekvenciákon nem tudunk megszorítást adni a spektrális energiaeloszlásra, erős korreláció van a kapott  $n_0$  és  $\epsilon_B$  értékek között. A  $p$  elektron-eloszlás kitévője nem érzékeny  $\theta_0$ -ra, mivel azt a közeli infravörös megfigyelések meghatározzák.



3.3. ábra. Az GRB 080913 utófényének spektrális energiaeloszlása a kitérés után 0,01, 0,10 és 3,09 nappal, a megfigyelő rendszerében. A teli körök Greiner et al. (2009) közeli infravörös mérései, és a röntgen adatokat a Swift XRT műszere szolgáltatja. A háromszögek felső korlátokat jelölnek. Az illesztett modell Jóhannesson et al. (2006) alapján készült.

### 3.3.3. Következtetések a rövid kitörések szülő objektumaira

Mivel sajátidőben rövid, a spektruma kemény és a spektrális késése nulla (1.3.5 fejezet), a GRB 080913 kitörés sok szempontból a rövid kitörések közé sorolható. Megjegyezzük, hogy az utófény illesztéséhez használt késői energia injektálás (3.3.2 fejezet) nem zárja ki a rövid eredetet: ez nem döntő érv a rövid ideig működő belső motor ellen, ha például a kidobott anyagsomók Lorentz-faktor eloszlása megfelelően nagy szórással rendelkezik. Például ha a kezdeti sugárzást  $\Gamma \sim 500$  anyagsomó okozta, akkor a  $\Gamma \sim 40$  Lorentz-faktossal rendelkező anyagsomó azonos időben indulva nagyjából 0,5 nap alatt pumpálja be új energiát a rendszerbe. A nagy különbség a kezdeti és a késői felfénylések energiatartalmában (a késői felfénylés 10-szer több energiával rendelkezett) arra utal, hogy a sugárzás kibocsátásának hatékonyságában nagyok a különbségek. Ez a megfigyelési tény megszorításokat ad mind a rövid, mind a hosszú életű központi motor modelljeire.

A standard kozmológiai paraméterek ( $H_0 = 71$  km/s/Mpc,  $\Omega_M = 0,27$  és  $\Omega_\Lambda = 0,73$ ) mellett  $z = 6,7$  vöröseltolódásnál a Világegyetem kora  $\sim 0,8$  milliárd év. Az első csillagok Yoshida et al. (2008) szerint az Ősrobbanás után  $\sim 0,2 \times 10^9$  évvel keletkeztek. Ha a GRB 080913 kompakt kettősök összeolvadásából származik, a fejlődési ( $\tau_f$ ) és az összeolvadási ( $\tau_o$ ) időtartamok összegére igaz, hogy  $\tau = \tau_f + \tau_o \lesssim 0,6 \times 10^9$  év. Ez a  $\tau$  érték alsó korlátot szab a szülő csillagok tömegére: egyikük sem lehetett  $\sim 4M_\odot$ -nél kisebb tömegű.

A neutroncsillag–neutroncsillag vagy neutroncsillag–fekete lyuk kettősök esetében a szülő objektum fejlődése csupán egy kis hányada a teljes fejlődésnek ( $\tau$ -nak;  $\tau_f \sim 10 - 20$  millió év (Belczynski et al. 2006)). Ebben az esetben tehát  $\tau \approx \tau_o$ .

A kettős neutroncsillagok összeolvadására tehát  $\tau_o \sim 0,6 \times 10^9$  év adódik. Ez beleillik a Belczynski et al. (2006) által számított  $\tau_o \sim 0,1 - 15 \times 10^9$  év határok közé. Abból kiindulva, hogy a kitörés  $E_{iso}$  értéke szokatlanul nagy volt, a kettős neutroncsillag forgatókönyvnél valószínűbb a fekete lyuk–neutroncsillag (BH+NS) összeolvadás. Ezekre  $\tau_o^{NS+BH} \sim 1 \times 10^9$  év, de nem elhanyagolható valószínűséggel fordulhat elő  $0,1 \times 10^9 \lesssim \tau_o^{NS+BH} \lesssim 1 \times 10^9$  év.

Megvizsgáltunk két módszert, amelyek segítségével a központi motor energiát táplál a nyaládba, amelyből később a megfigyelt gamma-kitörés keletkezik.

- Az első lehetőség a neutrínók által hajtott nyaláb egy fekete lyuk és az őt körülvevő akkréciós tóruszból álló rendszerben. Oechslin & Janka (2006) nyomán az izotrop energia

$$E_{iso} = f_1 f_2 f_3 f_4 f_{\Omega}^{-1} M_{acc} c^2, \quad (3.10)$$

ahol  $M_{acc}$  az tóruszból a fekete lyukba akkretált tömeg,  $f_1$  az akkretált tömeg neutrínó kibocsátásának hatékonysága (szimulációkból  $f_1 \simeq 0,05$  Setiawan et al. (2006); Lee et al. (2005)),  $f_2$  a neutrínók elektron-pozitron párokká átalakulásának hatékonysága ( $f_2 \sim 0,001-0,04$ , például Ruffert & Janka (1999); Birkel et al. (2007)),  $f_3$  az keletkezett elektron-pozitron-foton gázban levő energia hányada, amely a relativisztikus nyaláb gyorsításáért felelős ( $f_3 \sim 0,1$  Aloy et al. (2005)) és  $f_4 = f_{\Omega} E_{iso} / E_0$  hatékonysági tényezők,  $f_{\Omega} \simeq \theta_0^2 / 2$  kollimációs tényező. Azt találtuk, hogy a hatékonysági tényezők és az akkretált tömeg ennél a kitörésnél legalább 5-ször nagyobbak kell lenniük, mint a szimulációkból kapott legnagyobb értékek ahhoz, hogy a GRB 080913 izotrop energiáját magyarázni tudjuk. Ezek alapján nem valószínűsíthető, hogy a nyalábot neutrínók gyorsítják.

- A másik lehetőség a nyaláb kibocsátásának mechanizmusára a Blandford-Znajek folyamat (Blandford & Znajek 1977). A folyamat révén a fekete lyuk forgási energiája gyorsítja a nyalábot. Ebben az esetben a központi fekete lyuk teljesítménye (Lee et al. 2000):

$$P_{BZ} = 1,7 \times 10^{50} a^2 \left( \frac{B}{10^{15} G} \right)^2 \left( \frac{M_{fly}}{M_{\odot}} \right)^2 f(h), \quad (3.11)$$

ahol

$$f(h) = \left( \frac{1+h^2}{h^2} \right) \left( \left( h + \frac{1}{h} \right) \operatorname{arctg} h - 1 \right), \quad (3.12)$$

$h = a / (1 + \sqrt{1 - a^2})$  és  $a$  az  $M_{fly}$  tömegű fekete lyuk dimenzió nélküli impulzusnyomatéka. Az izotrop energia:  $E_{iso} = P_{BZ} \times T_{90} \times f_3 \times f_4$ , ahol  $T_{90} \simeq 1$  s és  $f_3, f_4$  az előző esetben is használt hatékonysági tényezők. GRB 090813 esetében

a számított izotrop energiát a mágneses tér erősségét és a fekete lyuk tömegét változtatva érhetjük el.

Maximálisan forgó ( $a \sim 1$ ) fekete lyuk esetén kis tömegű  $M_{fly} \sim 3M_\odot$  fekete lyuk nagy mágneses tétet ( $B \gtrsim 7 \times 10^{16} G$ ) eredményez. Ilyen nagy mágneses tér érték jelentősen fékezne a fekete lyuk forgását ( $a$  értékét jóval 1 alá csökkentené).

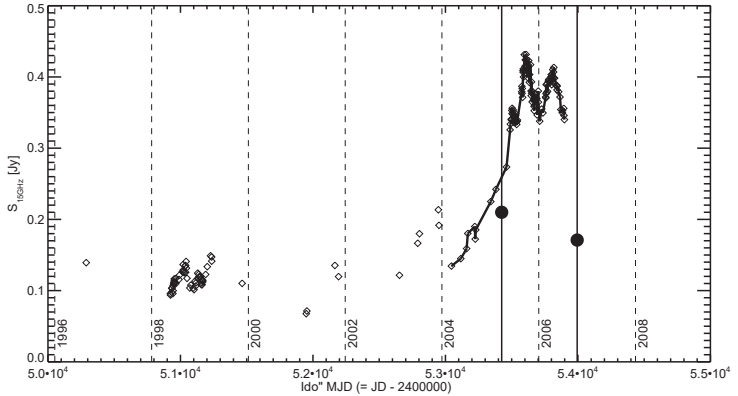
A  $10^{16} G$  értéknél  $\sim 3$ -szor kisebb mágneses térerősség  $M_{fly} \sim 60M_\odot$ -hoz vezet. Ekkora fekete lyuk tömeghez az eredeti csillag tömege  $\sim 140M_\odot$  kell legyen, amely pár-instabilitási szupernóvához vezet (Woosley et al. 2002), amely nem hagy maga után semmilyen maradvány objektumot.

Ezzel a két megfontolással a fekete lyuk tömegére  $7M_\odot \lesssim M_{fly} \lesssim 60M_\odot$  és a mágneses térre  $3 \times 10^{15} G \lesssim B \lesssim 3 \times 10^{16} G$  megkorlátásokat tettünk, maximálisan forgó ( $a \sim 1$ ) fekete lyuk esetében.

### 3.4. A rendkívül nagy vöröseltolódású J1430+4204 kvazár nyalábjának fizikai paramétere

Az aktív galaxismagok modellje a jelenleg elfogadott gamma-kitörés modellek „felskálázott” változata. Mindkét esetben egy fekete lyuk–törusz rendszerből származik a nyalábol sugárzás, de míg a kitörésekhez tartozó fekete lyukak tömege  $\sim 10M_\odot$  nagyságrendű, addig az aktív galaxismagok központi fekete lyukának tömege:  $\sim 10^9M_\odot$ . A gamma-kitöréseknél a nyaláb sebessége  $\Gamma (= 1/\sqrt{1-v^2/c^2}) \sim 300$  míg az aktív galaxismagoknál  $\Gamma \sim 10$ . Megvizsgáltam a J1430+4204 jelű kvazárt, amely egy rendkívüli felfénylést produkált (Veres et al. 2010c). A kvazár vöröseltolódása  $z = 4,72$ . A fényessége nagyjából négyszeresére nőtt az eredeti fényességének. Az ilyen felfénylések nem ritkák a kvazárok között, és legtöbbször egy anyagcsomó kidobásával esnek egybe. A VLBA (Very Long Baseline Array) rádió-interferometrikus technikával végzett megfigyelések arra irányultak, hogy a feltételezett új komponens megfigyeljem és meghatározzam a fizikai paramétereit. Ez fontos új eredmény lett volna, hiszen ilyen nagy távolságban kevés az észlelt sajátmozgás. A kvazárt két, 15 GHz-es VLBA mérést felhasználva tanulmányoztam (2005. február 23. illetve 2006. szeptember 15., a 3.4 ábrán a két folytonos függőleges vonal mutatja).  $H_0 = 72 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ ,  $\Omega_\Lambda = 0,73$

és  $\Omega_m = 0,27$  kozmológiai paraméterek mellett a kvazár távolságában  $6,497 \text{ pc mas}^{-1}$  a távolságskála.



3.4. ábra. A J1430+4204 kvazár fénygörbéje. A függőleges szaggatott vonalak a naptári éveket jelölik, a függőleges folytonos vonal a két VLBA mérés időpontja, a teli körök pedig a VLBA-val mért fluxussűrűséget mutatják (Veres et al. 2010d). Az adatokért köszönet Guy Pooley-nak.

### 3.4.1. A kvazár fizikai paramétereinek meghatározása

Itt bemutatom azt a három módszert, amelynek segítségével meghatároztam a fizikai paramétereket. Az alábbi összefüggéseket használtam fel: elsőként a látszólagos sebesség, fénysebesség egységeiben, megjegyezve, hogy nagyobb is lehet egynél:

$$\beta_{\text{app}} = \frac{\beta \sin \theta}{1 - \beta \cos \theta}, \quad (3.13)$$

ahol  $\theta$  a jet iránya és a látóirány által bezárt szög,  $\beta < 1$  az anyagsomó sebessége fénysebesség egységeiben. A Doppler-faktor:

$$\delta = \frac{1}{\Gamma(1 - \beta \cos \theta)}, \quad (3.14)$$

és a Lorentz-faktor:

$$\Gamma = (1 - \beta^2)^{-\frac{1}{2}} = \frac{\beta_{\text{app}}^2 + \delta^2 + 1}{2\delta}. \quad (3.15)$$

### Doppler-faktor számítása a változékonyságból

Hovatta et al. (2009) nyomán a fluxussűrűség változásából meghatároztam a Doppler-faktort ( $\delta_{\text{var}}$ ). Ehhez a következő modellt illesztettem a fénygörbére:

$$\Delta S(t) = \begin{cases} \Delta S_{\text{max}} e^{(t-t_{\text{max}})/\tau}, & \text{ha } t < t_{\text{max}} \\ \Delta S_{\text{max}} e^{(t-t_{\text{max}})/1.3\tau}, & \text{ha } t > t_{\text{max}}, \end{cases} \quad (3.16)$$

ahol  $t$  az idő,  $t_{\text{max}}$  a fluxussűrűség csúcsának időpontja,  $\Delta S_{\text{max}}$  a legnagyobb felfénylés amplitúdója (Jy-ben),  $\tau$  a felfénylés karakterisztikus ideje. A 2005-ben történt nagy felfénylésre  $\Delta S_{\text{max}} = 0,380$  Jy és  $\tau=478,^d4$ -t találtam. A fényességi hőmérsékletet a:

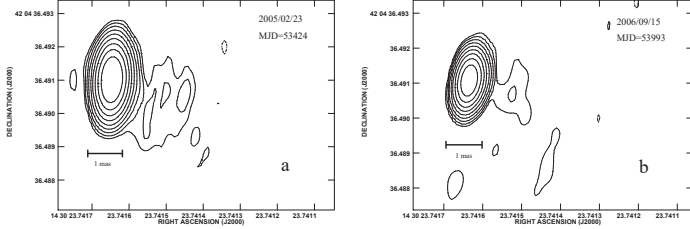
$$T_{\text{b,var}} = 1,548 \times 10^{-32} \frac{\Delta S_{\text{max}} D_L^2}{\nu^2 \tau^2 (1+z)} \quad (3.17)$$

összefüggés alapján alapján számoltam, ahol  $D_L$  a luminozitási távolság méterben és  $\nu$  az észlelési frekvencia GHz-ben. A változékonysági Doppler-faktort ez után a

$$\delta_{\text{var}} = \left( \frac{T_{\text{b,var}}}{T_{\text{b,int}}} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (3.18)$$

adja meg. Ha feltételezzük, hogy energia-ekvipartíció áll fenn a részecskék energiája és a mágneses térben levő energia között a rádiósugárzó térrészben, akkor a belső fényességi hőmérséklet  $T_{\text{b,int}} = 5 \times 10^{10}$  K (Readhead 1994).

A jelen mérésnél kapott változékonysági hőmérséklet:  $T_{\text{b,var}} = 3,6 \times 10^{13}$  K, a hozzá tartozó Doppler-faktor  $\delta_{\text{var}} = 9,0$ . A látóirányra merőleges (látszó) sebesség:  $\beta_{\text{app,var}} = 2,2$



3.5. ábra. A forrás VLBA ábrái a két epochán (**a** - 2005. február 23. és **b** - 2006. szeptember 15.) (Veres et al. 2010d)

és a Lorentz-faktor:  $\Gamma_{\text{var}} = 4,8$ . A feltételezett új nyaláb-komponens sajátmozgása:  $\mu = 0,02 \text{ mas yr}^{-1}$ , vagyis a mérések között eltelt  $\Delta t = 569^{\text{d}}$  alatt az új csomó  $\approx 0,03 \text{ mas}$ -t mozgult el. Az elmozdulás éppen csak a VLBA mérés felbontási határa alatt van ezen a frekvencián.

#### VLBI mérés illesztéséből nyert fizikai paraméterek

A rádió forrás fényességi hőmérsékletét a következő módszerrel lehet megbecsülni (például Condon et al. 1982):

$$T_{\text{b,vlbi}} = 1,22 \times 10^{12} (1+z) \frac{S}{\theta_1 \theta_2 \nu^2}, \quad (3.19)$$

ahol  $S$  a fluxussűrűség Jy-ben,  $\theta_1$  és  $\theta_2$  az illesztett normális komponens tengelyei milli-ívmásodpercben,  $\nu$  pedig a megfigyelési frekvencia GHz-ben. Azt feltételezve, hogy a fényességi hőmérséklet egyenlő az ekvipartíciós hőmérséklettel (Readhead 1994; Lähteenmäki et al. 1999), a Doppler-faktort a következő kifejezés adja:

$$\delta_{\text{vlbi}} = \frac{T_{\text{b,vlbi}}}{T_{\text{b,int}}}. \quad (3.20)$$

A két epochára  $T_{\text{b,vlbi},1} \approx 4,3 \times 10^{11} \text{ K}$  és  $T_{\text{b,vlbi},2} \approx 6,0 \times 10^{11} \text{ K}$  adódott, amelyekből  $\Gamma_1 = 4,6$  és  $\Gamma_2 = 6,8$ , továbbá a sajátmozgásra az előző módszerhez hasonlóan számolva  $\mu = 0,02 - 0,03 \text{ mas év}^{-1}$ .



3.1. táblázat. A J1430+4204 kvazár paraméterei a rádió változékonyságból, a VLBA mérésből, valamint az inverz-Compton folyamatot felhasználva.

Módszer	$\delta$	$\Gamma$	$\beta_{\text{app}}$	$\mu$ (mas $\text{év}^{-1}$ )
var	9,0	4,8	2,2	0,02
VLBI	8,6-12,0	4,6-6,8	2,0-4,2	0,02-0,03
IC	11,0-15,9	6,1-10,3	3,4-8,6	0,03-0,07

#### Az inverz Compton szóráson alapuló módszer

Feltételezve, hogy a kvazár röntgen fluxusát a rádió szinkrotron sugárzásért felelős fotonok inverz-Compton szórása adja, megbecsültem (Ghisellini et al. 1993; Güijosa & Daly 1996) alapján a Doppler-faktort:

$$\delta_{\text{IC}} = f(\alpha) (1+z) S_m \times \left[ \frac{\ln(\nu_b/\nu_{\text{op}}) \nu_X^\alpha}{S_X \theta_d^{6-4\alpha} \nu_{\text{op}}^{5-3\alpha}} \right]^{1/(4-2\alpha)}, \quad (3.21)$$

ahol  $f(\alpha) = -0,08\alpha + 0,14$ ,  $S_m$  a rádió fluxussűrűség az „átfordulási” frekvencián (ennél a forrásnál  $\nu_{\text{op}} = 15,3$  GHz Worsley et al. (2006).), amelyet az optikailag vékony spektrum extrapolálásából kapunk,  $\nu_b$  a szinkrotron levágási frekvencia amelyet  $10^5$  GHz-nek feltételeztem. A röntgen méréseket Celotti et al. (2007)-ből vettem:  $\nu_X = 1,25$  keV-nél a fluxussűrűség  $S_X = 2,32 \times 10^{-7}$  Jy, valamint az optikailag vékony spektrális index:  $\alpha = -0,38$ ,  $S_\gamma \propto \nu^\alpha$  konvenció mellett.  $\theta_d$  a forrás átmérője milli-ívmásodpercben.

A két megfigyelés Doppler-faktorára  $\delta_{\text{IC},1} \simeq 11$  és  $\delta_{\text{IC},2} \simeq 15,9$  adódott.  $\theta = 3^\circ$  értéket feltételezve (Celotti et al. 2007) a két epochára a Lorentz-faktornak és a látóirányra merőleges mozgásnak a következő értékeket kaptam:  $\Gamma_{\text{IC},1} \simeq 6,1$  és  $\Gamma_{\text{IC},2} \simeq 10,3$  valamint  $\beta_{\text{app},1} = 3,4$  és  $\beta_{\text{app},2} = 8,6$ . A forrás távolságában ez  $\mu_1 \simeq 0,03$  mas  $\text{év}^{-1}$  és  $\mu_2 \simeq 0,07$  mas  $\text{év}^{-1}$  sajátmozgásnak felel meg. 569 nap alatt a feltételezett új nyaláb komponens  $\simeq 0,04 - 0,1$  milli-ívmásodpercet távolodott volna.

A VLBA megfigyeléseken határozott új komponens nem láttam. Az irodalomban elérhető adatokból és a mérésekre alapozva három módszerrel kiszámoltam a rendszer fizikai paramétereit, amelyből az új anyagsomó helyzetét adtam meg. Számításaim eredménye az volt (3.1 táblázat), hogy nem kerülhetett elég távol az anyagsomó a

központi magtól ahhoz, hogy a VLBA felbontása elegendő legyen a mag és az új komponens szétválasztásához. Mindhárom számítás egybehangzóan erre utalt.

## 4. fejezet

# A közepes GRB csoport fizikai jellemzőinek vizsgálata

A Swift műhold adatbázisát kibővítettem, és az ezeken az adatokon alapuló Horváth et al. (2010)-ban alkalmazott csoportosítás eredményét felhasználva megvizsgáltam, hogy az időtartamon és a spektrális keménységen kívül milyen más tulajdonságokban különbözik a harmadik csoport (de Ugarte Postigo et al. 2011) a rövid, illetve a hosszú kitörésektől.

### 4.1. Mintaválasztás és alkalmazott módszerek

Ebben a tanulmányban a Swift műhold első négy évében észlelt kitöréseket tekintjük (2004. december 17. és 2008. december 17. között). A csoportba sorolást a Horváth et al. (2010)-ban leírtaknak megfelelően végeztük. A minta 325 kitörésből állt (Horváth et al. 2010)-hoz hasonló módon, és azokra a kitörésekre összpontosítottam, amelyek rendelkeznek mért vagy becsült vöröseltolódással. A kozmológiai számításokat  $\Omega_\Lambda = 0,7$ ,  $\Omega_M = 0,3$  és  $h = 0,73$  paraméterek mellett végeztem.

Az 5.3.3 fejezet 5.4 egyenletében definiálom az indikátor függvényt. Ez minden kitöréshez három valószínűséget rendel aszerint, hogy a kitörés paramétereivel ( $\lg T_{90}$  és  $\lg H_{32}$ ) mekkora a három modell-komponens aránya. Ha a legnagyobb valószínűséggel

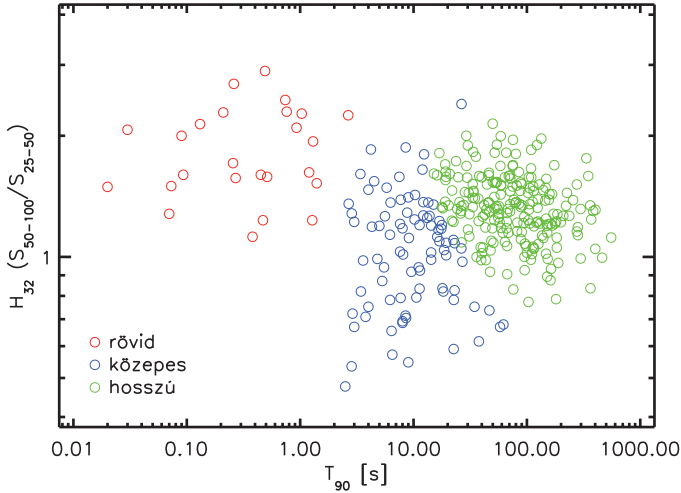
rendelkező csoportba sorolom a kitörést, akkor a 325 kitörésből álló mintában 214 hosszú, 86 közepes és 25 rövid kitörés található. Mivel mindhárom csoportba véges valószínűséggel tartozhat egy adott kitörés, lehetséges, hogy egy adott csoportba tartozó kitörést hibásan más csoportba sorolok, mivel az időtartam-keményiség diagramon közel helyezkedett el egy másik csoporthoz. Ahhoz, hogy ennek a keveredésnek az arányát csökkentsem és „tisztább” mintával rendelkezsem (vagyis az adott csoportba sorolt kitörésekről nagy eséllyel mondhassam, hogy oda tartoznak) megkövetelem, hogy egy helyesen besorolt kitörés esetén a legnagyobb valószínűségű csoport elérje a 68 vagy 90 százalékot. Ezekben az esetekben a hosszú, közepes és rövid kitörések száma 190, 77 és 25 illetve 148, 48 és 22. A fejezet hátralevő részében a 68%-nál nagyobb indikátor- valószínűséggel rendelkező kitöréseket vizsgálom.

A mintában összesen 137 kitörés rendelkezik mért vöröseltolódással. Ezek közül 13 rövid, 28 közepes és 82 hosszú kitörés míg 14-nek bizonytalan a csoport besorolása. A 4.1 ábrán a kitörések időtartam-keményiség eloszlása látható.

## 4.2. A kitöréscsoportok megfigyelt adatainak összehasonlítása

### 4.2.1. Izotrop energia ( $E_{iso}$ )

A mért vöröseltolódással és csúcsergiával ( $E_{peak}$ ) rendelkező kitöréseken végrehajtva a k-korrekciót (3.1 fejezet és 3.6 egyenlet), kiszámítható a kibocsátott, izotropnak feltételezett energiamennyiség,  $E_{iso}$ . A kitörések izotrop energiáját tekintve, megállapítható, hogy a közepes kitörések átlagosan alacsonyabb izotrop energiával rendelkeznek, mint a hosszú kitörések. Az  $E_{iso}$  eloszlása (4.2 ábra) világosan mutatja ezt a különbséget. Ezt megerősíti a Kolmogorov-Szmirnov teszt is. Azt mutatja, hogy az egyenlő eloszlás hipotézisét el kell vetni: a közepes és a hosszú eloszlást összehasonlítva a Kolmogorov-Szmirnov teszt  $6 \times 10^{-6}$  valószínűséget adott, ami úgy értelmezhető, hogy a közepes csoport  $E_{iso}$  eloszlása jelentősen eltér a hosszú kitörések eloszlásától. A rövid és a hosszú csoportok tekintetében  $7,6 \times 10^{-9}$  az esélye annak, hogy a két minta ugyanabból az eloszlásból származzon és a véletlen műveként kapjuk

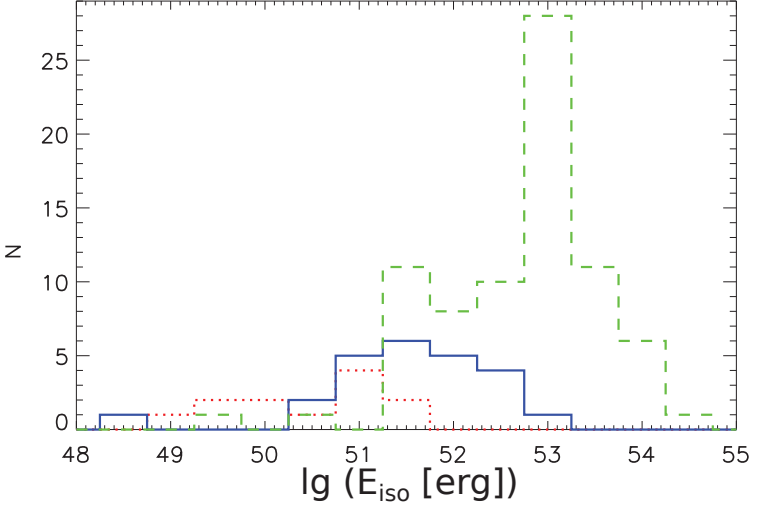


4.1. ábra. Horváth et al. (2010) alapján klasszifikált kitörések. A pirossal a rövid kitörések láthatóak, a hosszúak zölddel, a közepesek pedig kékkkel vannak jelölve.

a megfigyeléseket. A rövid és a közepes csoport összehasonlítása a fenti módszerrel 0,5% valószínűséget ad.

#### 4.2.2. Röntgen utófények összehasonlítása

Az alábbiakban röntgen utófényeket hasonlítjuk össze a három csoportra a saját rendszerben mérve. Az adatok a Swift XRT méréseiből, az Evans et al. (2007) és Evans et al. (2009) katalógusokból származnak. Ezek egy homogén katalógust képeznek: itt a röntgen hidrogén oszlopsűrűség valamint az időbeli lefolyás indexe is megtalálható. A megfigyeléseket az extinkció, az esetenként jelenlevő galaxis vagy szupernóva komponens (1.3.8 fejezet) nem befolyásolja. Fontos még, hogy a kitörések túlnyomó részének van röntgen utófénye.



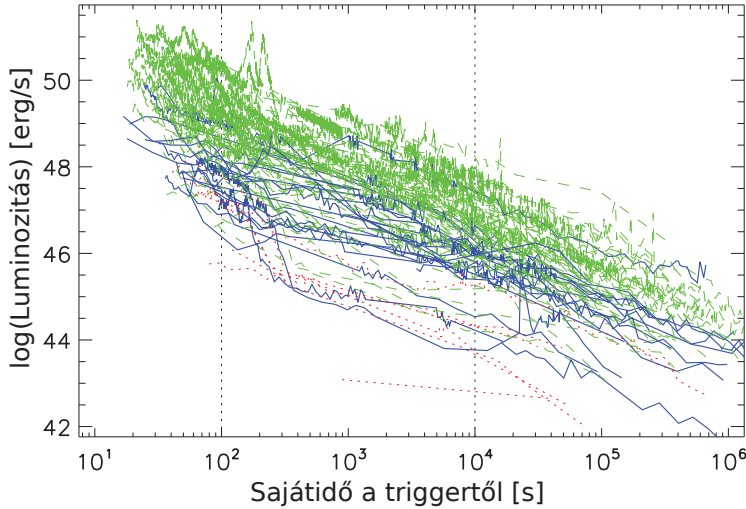
4.2. ábra. Az  $E_{iso}$ , számolt isotrop-energia eloszlása a csoportokra. A hosszú csoport eloszlása zölddel, a közepesé kézzel, a rövid csoporté pedig pirossal szerepel az ábrán.

Ghisellini et al. (2009) alapján számoltam át a fluxust luminozitássá ( $L_{\text{röntgen}}$ ) a kibocsátó rendszerben:

$$L_{\text{röntgen}} = \frac{4\pi D_L^2}{(1+z)^{1-\beta}} F_{\text{röntgen}}, \quad (4.1)$$

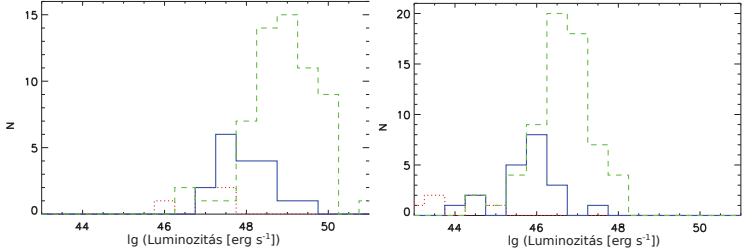
ahol  $D_L$  a forrás luminozitási távolsága,  $z$  a vöröseltolódás,  $\beta$  a spektrális index,  $F_{\text{röntgen}}$  a mért röntgen fluxus.

A 4.3 ábra mutatja a különböző csoportok fénygörbéit. Látható a már ismert eredmény (Gehrels et al. 2008; Nysewander et al. 2009), hogy –bár a rövid populációbeli kitérések kevesen vannak– azok halványabbak a másik két csoportnál. Összevetve a közepes és a hosszú csoportot bimodális eloszlást látunk: a közepes csoport tagjai átlagosan egy nagyságrenddel halványabbak. Kolmogorov-Szmirnov teszttel két időpontban a két csoport eloszlását hasonlítottam össze. Az első epocha  $10^2$  másodpercnél van, ahol a kitérés



4.3. ábra. A röntgen utófény luminositása különböző csoportokra. A függőleges vonalak a  $10^2$  illetve a  $10^4$  s időpontokat jelölik. Ezekben a pontokban készítettük el a hisztogramokat. Zölddel jelöltem a hosszú, kézzel a közepes és pirossal a rövid kitöréseket.

azonnali (prompt) fázisából származó emisszió hatással lehet a fluxus nagyságára, mivel nem ritkák a  $T_{90} \gtrsim 10^2$  s időtartamú kitörések. A második epochát  $10^4$  másodpercnél állapítottam meg: ekkor már a klasszikus értelemben vett utófényt látjuk. Ahol nem volt konkrét mérés, ott lineáris extrapolációt végeztem a szomszédos pontok alapján. A 4.4 ábra mutatja a luminositások hisztogramát a két epochára. A  $10^2$  s epochánál vett luminositások eloszlását vizsgálva annak a valószínűsége, hogy a hosszú és a közepes kitörések azonos populációból származnak: 0,005%. Ugyanez a valószínűség  $10^4$  s-nál 0,007%. Ezek alapján határozottan állítható, hogy a két populációnak különbözik a luminositás-eloszlása. A rövid kitörések luminositás-eloszlásával való összehasonlítások a kis számú mért vöröseltolódással rendelkező esemény miatt bizonytalanok. A közepes és a hosszú populáció eloszlása szignifikáns különbséget mutat mindkét epochában. A korábbi időpontban a különbség jelentősebb: a hosszú kitörések jóval nagyobb lumi-



4.4. ábra. A röntgen luminozitások 100 másodperccel a kitörés kezdete után (bal oldali ábra) és  $10^4$  másodperc után (jobb oldali ábra). A zöld jelöli a hosszú, a kék a közepes és a piros a rövid kitörések luminozitásának eloszlását.

noizitásának adódnak. Ez részben az azonnali komponensnek köszönhető mivel ekkor még járulékot adhat az utófény fluxusához és a közepesek esetében ez halványabb.

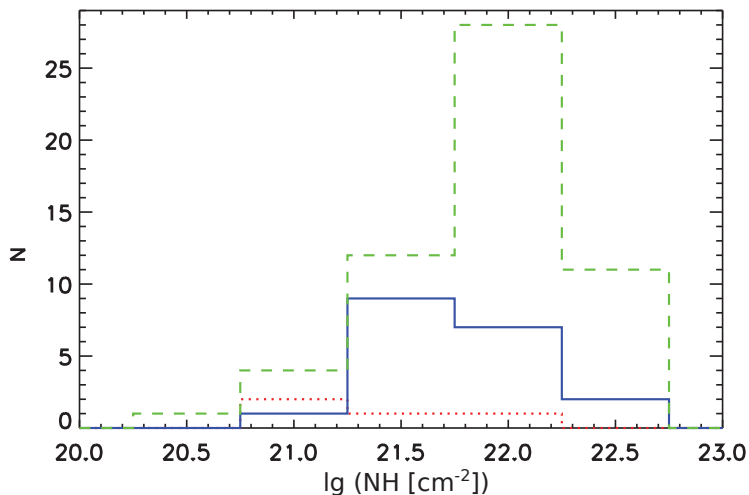
#### 4.2.3. Hidrogén oszlopsűrűség röntgen mérések alapján

Az itt tárgyalt hidrogén oszlopsűrűségeket a Evans et al. (2009)-ből vettem, ahol a hidrogén oszlopsűrűséget a röntgen spektrumban megfigyelhető fém elnyeléséből számítják ki. A Tejút járulékat szintén figyelembe veszik, így a származtatott oszlopsűrűség extragalaktikus forrásból származik. Az oszlopsűrűségek eloszlása a 4.5 ábrán átható. Megállapítottam, hogy a közepes csoport átlagos oszlopsűrűsége nagyon hasonlít a hosszú csoport átlagához. A hosszú csoport átlaga  $\log(\overline{N_{H,\text{hosszú}}}) = 21,7 \pm 0,5$  míg a közepesé:  $\log(\overline{N_{H,\text{közepes}}}) = 21,5 \pm 0,5$ . A Kolmogorov-Szmirnov teszt eredménye a két mintára 8,2%, ami nem jelez szignifikáns eltérést. A rövid kitöréseket itt nem vizsgáltam a kis elemszám miatt.

### 4.3. Az eredmények összefoglalása

A bemutatott izotrop energia, röntgen fluxus és röntgen spektrumból származtatott hidrogén oszlopsűrűségek összevetése mellett még összehasonlítottuk a három csoportot a következő szempontok szerint:





4.5. ábra. A hidrogén oszlopsűrűségek hisztogramja a különböző csoportok esetében, a röntgen megfigyelésekre alapozva. A rövideket pirossal, a hosszúakat zölddel és a közepeseket kézzel jelöltem.

1. Horváth et al. (2010)-hez hasonlóan a csoportok vöröseltolódás-eloszlásának összehasonlítása (l. még 5.5 fejezet)
2. Utófény fénysége optikai tartományban 100 illetve  $10^4$  s-nál.
3. Sötét kitörések hányada a csoportokon belül: sötétnek nevezünk egy kitörést, ha utófénye röntgentartományban detektálható, viszont optikai hullámhosszon nem látszik vagy halvány. Definíciója az optikai és a röntgentartomány közti spektrális index ( $\beta_{OX}$ ) segítségével történik. Sötét kitörésekre  $\beta_{OX} < 0,5$  (Jakobsson et al. 2004).
4. Összehasonlítottuk az optikai extinkció ( $A_V$ ) eloszlását a közepes és hosszú csoportok között.

5. Összehasonlítottuk a spektrális késések eloszlását a csoportok között (l. 1.3.5 fejezet).
6. A három csoportra összehasonlítottuk az észlelt szülő galaxisok fényességét  $k$ -korrekció alkalmazása után.

A felsorolt összehasonlítások eredményét a 4.1 táblázat tartalmazza. Ebben a feje-

4.1. táblázat. A Kolmogorov-Szmirnov tesztek összefoglalása. A vastagon szedett számok szignifikáns eltérést mutatnak ( $< 1\%$ ).

Paraméter	rövid-hosszú	rövid-közepes	közepes-hosszú
vöröseltolódás	<b><math>9,5 \times 10^{-5}\%</math></b>	<b>0,15%</b>	14%
Lum. $X_{10^2s}$	<b>0,02%</b>	1,6%	<b>0,005%</b>
Lum. $X_{10^4s}$	<b>0,002%</b>	<b>0,08%</b>	<b>0,007%</b>
Mag. $O_{10^2s}$	—	—	11%
Mag. $O_{10^4s}$	—	—	3,3%
Sötét kitörés	—	—	6,3%
Extinkció	—	—	61%
NH <sub>rtg.</sub>	—	—	8,2%
Spektrális késés	<b>0,018%</b>	<b>0,009%</b>	76%
Szülő galaxis	25%	75%	41%
$E_{iso}$	<b><math>8 \times 10^{-7}\%</math></b>	<b>0,5%</b>	<b>0,0006%</b>

4.2. táblázat. A tárgyalt paraméterek medián értékei és szórásai.

Paraméter	rövid	közepes	hosszú
vöröseltolódás	$0,44 \pm 0,31$	$1,55 \pm 1,53$	$1,97 \pm 1,33$
$\lg(\text{Lum. rtg.}[\text{erg/s}])_{10^2s}$	$47,2 \pm 0,6$	$47,9 \pm 0,6$	$49,1 \pm 1,6$
$\lg(\text{Lum. rtg.}[\text{erg/s}])_{10^4s}$	$44,4 \pm 0,8$	$46,0 \pm 0,7$	$46,7 \pm 0,7$
Mag. $O_{10^2s}$	—	$15,6 \pm 2,0$	$13,8 \pm 2,9$
Mag. $O_{10^4s}$	—	$19,8 \pm 2,3$	$18,1 \pm 1,4$
$\beta_{OX}$	—	$0,91 \pm 0,15$	$0,74 \pm 0,21$
$A_V$	—	$0,21 \pm 0,21$	$0,16 \pm 0,54$
$\lg(\text{NH}_{\text{rtg.}}[\text{cm}^{-2}])$	—	$21,5 \pm 0,5$	$21,7 \pm 0,5$
Spektrális késés [ms]	$6 \pm 17$	$250 \pm 350$	$190 \pm 1870$
$\lg(E_{iso}[\text{erg}])$	$50,9 \pm 0,9$	$51,6 \pm 0,9$	$52,9 \pm 0,9$

zetben a Swift műhold első négy évében észlelt gamma-kitöréseket dolgoztuk fel. A Horváth et al. (2010) által közölt csoportosítást használtuk és arra törekedtünk, hogy egyéb megfigyelt tulajdonságuk alapján különválasszuk a közepes csoportot a már ismert rövid és hosszú csoportoktól. A 4.1 és a 4.2 táblázatokban összefoglaltuk a tulajdonságokat, amelyek alapján a csoportokat összehasonlítottuk és feltüntetjük különbség mértékét valamint a csoportokra vonatkozó medián értékeket.

Megjegyezzük, hogy a csoportosítás a megfigyelt tulajdonságokat vette alapul. A belső, a kitörések saját rendszerében mért tulajdonságok alapján még nem végeztek csoportosítást a mért vöröseltolódással rendelkező kitörések kis száma miatt.

Statisztikusan a legszembetűnőbb különbség a három csoport között a kibocsátott energiában és az utófények luminozitásában jelentkezik. A közepes csoport kitörései lényegesen eltérő eloszlást mutatnak az utófény luminozitását tekintve: a rövid csoportnál szignifikánsan fényesebbek, míg a hosszú csoportnál szignifikánsan halványabbak. Ez az eltérés jelen van mind a röntgen, mind az optikai utófény megfigyelésekben, viszont a röntgen esetében szignifikánsabb módon mutatkozik meg az eltérés.

A vöröseltolódásban határozott különbség mutatkozik a rövid és a közepes illetve a rövid és a hosszú csoportok között. Ezek a különbségek szignifikánsak. A közepes és a hosszú csoport közötti eltérés nem szignifikáns.

A kitörések csoportjainak környezetét tekintve nem találtunk világos eltérést a közepes és a hosszú csoport között. A rövid kitörésekre ilyen szempontból nem tudunk következtetéseket levonni, mivel kevés adat állt rendelkezésünkre. Nem találtunk szignifikáns különbséget sem az optikai, sem a röntgen oszlopsűrűséget vizsgálva a közepes és a hosszú csoport között, továbbá sem az optikai extinkció, sem az abszorpciós vonalak erőssége nem mutatott eltérést. Az észlelt szülő galaxissal rendelkező kitörések száma csekély. Az abszolút magnitúdók összehasonlítása a két csoportra nem mutat szignifikáns eltérést. Az eddigi megfigyelések nem teszik lehetővé, hogy olyan közvetlen paramétereket hasonlítsunk össze, mint például a fémesség, csillagkeletkezési ráta vagy galaxis típus.

Fontos információt hordoz a kitörések szülő objektumaira nézve, hogy a kitörés utófényének spektrumában észlelhető-e szupernóva spektrum (1.3.8 fejezet). Megfi-

gyelési okokból azonban ez csak  $z \sim 1$ -nél alacsonyabb vöröseltolódású kitörésekre vizsgálható. A szupernóva jellemzővel rendelkező kitörések száma szintén alacsony ahhoz, hogy megalapozott következtetéseket vonhassunk le ebből a mintából.

Összefoglalva a három csoportra vonatkozó eredményeket elmondhatjuk, hogy a közepes és a hosszú csoport az utófény és az azonnali sugárzás intenzitásában is különbözik. Ugyanakkor a két csoport tagjai ugyanolyan környezetben robbannak fel, arra utalva, hogy a szülő objektumok hasonlóak. Legtöbb tulajdonságnál nem mutatható ki szignifikáns különbség a két csoport között, ennek egyik oka a kis elemszám. A határozottabb következtetések levonásához több adatra van szükség.

## 5. fejezet

# Röntgenfelvillanások a GRB csoportosítási módszerek fényében

Kibővítettem a Sakamoto et al. (2008a) katalógust a 2007 június 16-tól 2009 augusztus 7-ig rögzített Swift kitörésekkel. Az így kapott minta (l. A appendix) kitöréseit új módszerekkel csoportosítottam (Veres et al. 2010b). A csoportok számára azt találtam (a korábbi csoportosítási eredményekkel egybehangzóan), hogy három csoportot feltételezve lehet legjobban leírni a kitöréseket eloszlását. Az új módszerekkel talált harmadik csoport tulajdonságai részben eltérnek a korábbiaktól: kisebb a hányaduk a teljes mintában, lágyabbak a korábbiaknál és csúcsfluxusuk szignifikáns módon különbözik a másik két csoporttól. Azt találtam, hogy az így definiált harmadik csoport hasonlóságot mutat egy korábban definiált jelenséggel, a röntgenfelvillanásokkal.

### 5.1. Csoportosítási eljárások előzményei

A gamma-kitörések az ismert Világegyetem legfényesebb robbanásai (Mészáros 2002; Piran 2004; Mészáros 2006; Zhang 2007; Gehrels et al. 2009). Ahhoz, hogy a jelenség fizikai tulajdonságait megismerjük, tudnunk kell fizikailag hány különböző fajtája létezik az eseménynek (Zhang et al. 2009; Lü et al. 2010).

A BATSE (Fishman et al. 1994) mérései előtt már voltak két populációra utaló jelek. (Mazets et al. 1981; Norris et al. 1984). A bimodalitást, vagyis a két csoport jelenlétét Kouveliotou et al. (1993) igazolta és a csoportokat rövidnek illetve hosszúnak nevezte. Komplexebb statisztikai módszereket használva a BATSE adathalmazán egy paraméterre alapozva Horváth (1998) és több mint egy paramétert használva Mukherjee et al. (1998) azt a megállapítást tették, hogy három csoport létezik. Ez a három csoport később igazolást nyert Hakkila et al. (2003); Horváth et al. (2006); Chattopadhyay et al. (2007) tanulmányaiban. A harmadik csoport időtartama közepesnek adódott:  $T_{90} \approx 2 - 10$  s (Horváth 2002).

Több statisztikai módszer (mint például a maximum likelihood illesztés, a  $\chi^2$  illesztés és a klaszterezési eljárások) magas szignifikanciával mutat a harmadik csoport létezésére. Ezek a módszerek a különböző műholdak adataiban mind kimutatták a harmadik csoportot: BATSE (Horváth et al. 2004, 2006), BeppoSAX (Horváth 2009), RHESSI (Řípa et al. 2009b), Swift (Horváth et al. 2008; Huja et al. 2009; Horváth et al. 2010). Az a tény, hogy különböző műholdak adataiban megtalálható a harmadik csoport arra enged következtetni, hogy a csoport léte nem a műszeres effektusok között keresendő.

Bár a közepes csoport létezése nagy szignifikanciával bizonyított (ráadásul több műszer adataira támaszkodva és többféle statisztikai módszerrel), mégis, a fizikai modell, amely fényt derítene a harmadik csoport eredetére mindmáig hiányzik (Mészáros 2006).

A Swift műhold (Gehrels et al. 2004) felbocsátásával új távlatok nyíltak a kitörések és az utófény kutatásában. A harmadik, közepes időtartamú csoport a jelenlegi tanulmányok szerint a leglágyabb kategória, ami azt jelenti, hogy az általuk kibocsátott fotonok zöme lágy-gamma, kemény röntgen foton. Mint már említettem, a Swift BAT berendezés 15 és 150 keV között a legérzékenyebb, ez pedig előnyös a harmadik csoport kutatásához.

Az alábbiakban összehasonlítom a harmadik csoport csúcsfluxus eloszlását a rövid valamint a hosszú csoport hasonló eloszlásával és megmutatom, hogy ezek között jelentős különbség van. A harmadik csoportot egy többkomponensű modell segítségével azonosítom és megmutatom, hogy jelentős átfedés van a röntgenfelvillanások és a harmadik csoport között. Egy valószínűségeen alapuló definíciót adok a röntgenfelvillanásokra.

## 5.2. Minta definiálása

Az első Swift BAT katalógust (Sakamoto et al. 2008a) 2007 június 16-tól 2009 augusztus 7-ig kiegészítettem az időtartamokkal, csúcsfluxusokkal és fluenciákkal (1.3 fejezet és A appendix). Azokat a kitöréseket, amelyek nem rendelkeztek időtartam, csúcsfluxus vagy fluencia méréssel, töröltem a mintából. Ebben a vizsgálatban 408 kitörést használtam fel: 219 a Sakamoto et al. (2008a) katalógusból és 189 általam redukált kitörés. A nyers adatokból a HEASOFT asztrofizikai programcsomag<sup>1</sup> rutinjainak segítségével készítettem fénygörbéket és foton spektrumokat. A spektrumot egyszerű hatványfüggvénynek választottam, hacsak a Comptonizált (exponenciális levágással rendelkező) hatványfüggvény választása statisztikailag nem bizonyult jobb-nak (a  $\chi^2$  6-tal javult, 2.2.1 fejezet).

A legáltalánosabban használt időtartam-mérték a  $T_{90}$  (1.3.1 fejezet). A fluencia ( $S_{E_{min}, E_{max}}$ ) meghatározásához az illesztett spektrumot a Swift energiahatárok között integráltam (A appendix). Ezek a határok 15 – 25 – 50 – 100 – 150 keV-nél vannak és ezek képezik a Swift négy „csatornáját”. A keménységi hányadosokat ennek megfelelően jelölöm:  $H_{ij}$ , ahol  $i$  és  $j$  a két csatornát jelöli. Például  $H_{32} = \frac{S_{50-100}}{S_{25-50}}$ , ahol  $S_{50-100}$  a fluencia a kitörés teljes időtartamára számolva 50 – 100 keV energia-intervallumban. Többféle keménységi hányadosot lehet eszerint definiálni.

A  $T_{90}$  időtartamként való használatának léteznek hátrányai is (Qin et al. 2010). Bizonyos kitöréseknél úgynevezett prekurzorok találhatók (például a GRB 061121 esetében, l. 2.4 ábra): a kis intenzitású jel a kitörés „előfutára”. A műszerek legtöbbször nem triggerelnek erre a jelre, csak az utólagos jelfeldolgozásnál derül fény a létezésükre. Egy másik fajta kitörés jellegzetessége egy spektrálisan kemény kezdeti rövid impulzust egy lágy, hosszú szakasz követ (például a GRB 050724 kitörés, l. 2.7 ábra). Ezek a kitörések a  $H_{32}$  keménységet torzítják a mérőműszer érzékenységi ablakának függvényében (Gehrels et al. 2006). Mindezeket a lehetséges zavaró tényezőket szem előtt tartva azt mondhatjuk, hogy a  $T_{90}$  és a keménység főként fizikai értelmezhetőségük és előállíthatóságuk miatt jól használható a kitörések jellemzésére. További diszkusszió található még az 5.3.5 fejezetben.

<sup>1</sup><http://heasarc.nasa.gov/lheasoft/>

### 5.3. Osztályozás

#### 5.3.1. A változók megválasztása

Számos arra utaló jel van, hogy a kitöréseket legalább két– eltérő típusú szülő objektum hozza létre (Balázs et al. 2003). Ahhoz, hogy a folyamat mögött meghúzódó folyamatokat megismerjük, fizikailag különböző eredetű csoportokra kell szétválasztani a kitöréseket. Más vizsgálatokra alapozva (Dezalay et al. 1996; Horváth et al. 2006), a kitöréseket jellemző fizikai mennyiségnek az időtartamot ( $T_{90}$ ) és a spektrális keménységet ( $H_{32}$ ) választottam.

A műszerek jellemzően számos megfigyelt paramétert rögzítenek egy eseményről és az utólagos megfigyelések tovább bővítik a paraméterek számát. Bagoly et al. (1998) megmutatta, hogy a BATSE GRB katalógust két főkomponenssel kielégítően le lehet írni. Horváth et al. (2006) hasonló indoklással használta a  $H_{32}$  spektrális keménységet és a  $T_{90}$  időtartamot a csoportosításhoz.  $T_{90}$  és a  $H_{32}$  keménység használatával egy alapvető időszéri és spektrális jellemzőjét tekintem a kitörésnek.

Adott csoportosítás jóságának megbecslésére egy alkalmas eljárás különböző megközelítéseken alapuló módszerek használata és annak vizsgálata, hogy a csoportok struktúrája mennyire változik ezen módszerek alkalmazásával. Itt három csoportosítási módszert alkalmazok: modell-alapú többdimenziós, k-means és hierarchikus csoportosítást.

A csoportosítási eljárások lehetnek paraméteresek és paraméter-függetlenek. A paraméteres eljárások esetében előre feltesszük, hogy az adatok valamilyen modellt követnek, esetünkben többdimenziós lognormális komponensek összegének feltételezem az adathalmazt. Ez a módszer valószínűségeket ad arra hogy az egyes kitörések milyen csoportokba tartozhatnak. Eszerint minden kitöréshez  $k$  szám tartozik, ahol  $k$  a többdimenziós komponensek száma. Ezek a számok annak a valószínűségét mondják meg, hogy az adott kitörés az illető csoportba tartozik. Ezt fuzzy klaszterezésnek nevezzük (Yang 1993). A paraméterfüggetlen eljárások (k-means- és hierarchikus csoportosítás) az előzővel ellentétben egyértelműen megadják, hogy melyik csoportba tartozik a kitörés. Itt a távolsági vagy hasonlósági mértéket kell előre definiálni a kitörések



között. A csoportosítási módszereknek kiterjedt irodalma van. Ebben a fejezetben az algoritmusok R programnyelven készült verzióját használok<sup>2</sup>.

### 5.3.2. Modell alapú csoportosítás

Horváth et al. (2006) nyomán feltételezem, hogy a kitörések eloszlása az időtartam-keményység síkon két vagy több kétváltozós lognormális eloszlás szuperpozíciójaként írható le. A feltételes valószínűség-sűrűséget ( $p(\lg T_{90}, \lg H_{32}|l)$ ) az adott csoporthoz való tartozás valószínűségével ( $p_l$ ) együtt a teljes valószínűség tételéből számítható ki:

$$p(\lg T_{90}, \lg H_{32}) = \sum_{l=1}^k p(\lg T_{90}, \lg H_{32}|l)p_l, \quad (5.1)$$

ahol  $k$  a csoportok száma ( $\lg x$  tízes alapú logaritmust jelöl). Egy kétdimenziós normálisnak a következő együttes eloszlásfüggvénye lesz:

$$p(\lg T_{90}, \lg H_{32}|l) = \frac{1}{2\pi\sigma_{\lg T_{90}}\sigma_{\lg H_{32}}\sqrt{1-r^2}} \exp\left(-\frac{1}{2(1-r^2)}\left(\frac{(\lg T_{90} - \lg T_{90C})^2}{\sigma_{\lg T_{90}}^2} + \frac{(\lg H_{32} - \lg H_{32C})^2}{\sigma_{\lg H_{32}}^2} - \frac{2r(\lg T_{90} - \lg T_{90C})(\lg H_{32} - \lg H_{32C})}{\sigma_{\lg T_{90}}\sigma_{\lg H_{32}}}\right)\right) \quad (5.2)$$

ahol  $\lg T_{90C}$  és  $\lg H_{32C}$  a modell ellipszis középpontjainak koordinátái,  $\sigma_{\lg T_{90}}$  és  $\sigma_{\lg H_{32}}$  a két szórás,  $r$  pedig a korrelációs együttható.

A modell paramétereit maximum likelihood módszerrel, az Expectation-Maximization eljárással számítom ki. Ez abban áll, hogy a kezdeti modell paraméterekkel minden objektumhoz (esetünkben kitörésekhez) rendelünk egy csoportot (E lépés). Ezek után kiszámolom a modell paramétereit a csoport besorolások alapján (M lépés). Az újonnan kapott paraméterekkel ismételtlen hozzárendelem a csoportokat a kitörésekhez és újból kiszámítom a modell paramétereit. Addig ismételem ezeket a lépéseket míg a megoldás az önkonzisztens megoldáshoz nem konvergál. Kimutatható (Dempster et al. 1977), hogy a megoldás a maximum likelihood megoldáshoz fog konvergálni.

<sup>2</sup><http://cran.r-project.org> (R Development Core Team 2008)

### 5.3.3. Csoportok száma

Centrális kérdés a fizikai modellek szempontjából meghatározni a csoportok vagyis az illesztendő komponensek számát. A modell-alapú illesztés keretein belül erre a problémára konkrét választ tudunk adni, míg a nem-paraméteres modellek esetében ez nem lehetséges.

A legáltalánosabb esetben a legjobb modellt a likelihood maximalizálásával lehet megkapni. Lehetséges azonban olyan eljárás is, amelyben a szabadsági fokok számát is figyelembe vesszük és büntetünk egy modellt, ha több szabadsági fokkal rendelkezik. Egy széleskörűen használt módszer, a Bayesian Information Criterion (BIC) amelyet először Schwarz (1978) alkalmazott. A maximalizálandó függvénynek egy új tagja van a hagyományos log-likelihoodhoz képest:

$$BIC = 2L_{max} - m \ln N, \quad (5.3)$$

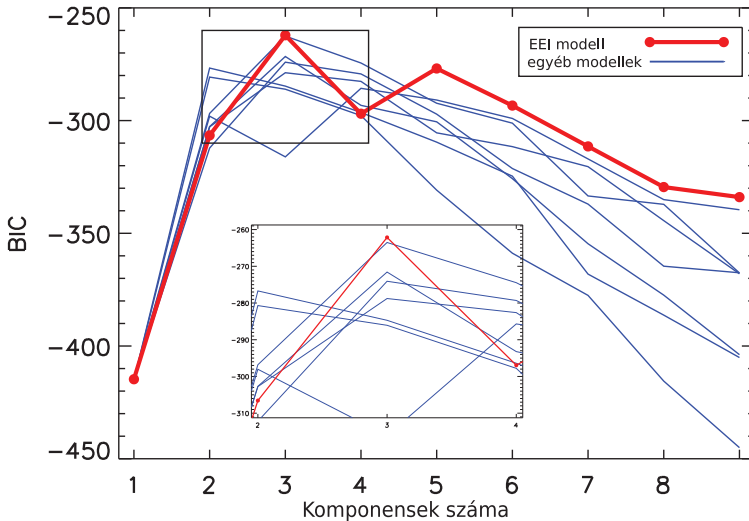
ahol  $L_{max}(=\ln l_{max})$  a modell legnagyobb (maximum) likelihoodjának az értéke,  $m$  a szabad paraméterek száma és  $N$  a minta elemszáma. Ez a módszer a modell összetettségét veszi figyelembe, az által, hogy a bünteti a szabad paraméterek számának növelését.

A BIC értékének segítségével kerestem meg a legjobban illeszkedő modellt, beleértve a modell komponensek számát is. Egy kétdimenziós illesztésnél egy normális komponens szabad paramétereinek a száma  $6 - 1 = 5$ : a várható érték két koordinátája, a szórás két értéke a két merőleges irányban és a korrelációs együttható. A komponens súlyát rögzíti a minta elemeinek száma.  $k$  darab komponens esetében a szabad paraméterek száma  $6k - 1$  ugyanis az elemszám rögzített és ez egy korlátot jelent a súlyfaktorokra.

A legáltalánosabb modellben az összes paraméter változtatható. Némely paraméter között azonban felléphet valamilyen kapcsolat (pl. az összes komponensnek ugyanaz a súlya vagy alakja, nincs korreláció a komponens változói közt ( $r = 0$ ), stb.). Így olyan modelleket hozhatunk létre, amelyeknek kevesebb a szabadsági fokuk.

Alkalmazva az Mclust eljárást az időtartam–keménység eloszlásra azt találtam hogy a BIC paraméter szerint a legjobb modellnek három komponense van. A bemutatott számításaimhoz az R program (Fraley & Raftery 2000) Mclust csomagját használtam (Fraley & Raftery 2009). A különböző modelleket például az Mclust

csomag kézikönyve részletezi (Fraley & Raftery 2006)<sup>3</sup>. Ezen komponensek szórása irányonként egyforma ( $\sigma_{lg T_{90,i}} = \sigma_{lg T_{90,j}}$  és  $\sigma_{lg H_{32,i}} = \sigma_{lg H_{32,j}}$  ahol  $i, j = \{\text{rövid, közepes, hosszú}\}$ ), korrelációs együtthatójuk nulla ( $r_i = 0$ ), csupán a csoportok súlyfaktorai ( $p_i$ , l. 5.1 egyenlet) különböznek. A modell elnevezése: EEI. A betűk egyenlő térfogatra (E), egyforma alakra (E) és arra a tényre utalnak, hogy tengelyek párhuzamosak a koordináta-rendszerrel (I) (5.2 ábra). Elmondható, hogy ez a modell optimális információ tartalommal rendelkezik az adatok leírására (5.1 ábra).



5.1. ábra. Bayesi információ kritérium (BIC) értékek különböző modellekre (különböző vonalak különböző modelleket mutatnak) a komponensek számának függvényében. Minél nagyobb a BIC érték, annál valószínűbb a modell. A  $k = 3$ -ra globálisan legjobb értéket adó EEI modellt pirossal jelölöm. A jobb láthatóság kedvéért a maximum körüli rész ki van nagyítva.

Az említett EEI modellre  $BIC = -262,14$ . Egy általános modellnek három komponens esetében  $m = 17$  szabad paramétere lenne. A legjobb megoldást adó modell

<sup>3</sup><http://www.stat.washington.edu/research/reports/2006/tr504.pdf>

5.1. táblázat. A legjobban illeszkedő (EEI) kétdimenziós modell paraméterei. A szórásnégyzetek egyenlősége, az illeszkedő ellipszisek irányának rögzítettsége valamint a korrelációs koefficiens nulla volta a modell sajátosságából adódik.

Csoport	$p_l$	$\lg T_{90C}$	$\lg H_{32C}$	$\sigma_{\lg T_{90}}$	$\sigma_{\lg H_{32}}$	$r$	$N_l$
rövid	0,08	-0,331	0,247	0,509	0,090	0	31
közepes	0,12	1,136	-0,116	0,509	0,090	0	46
hosszú	0,80	1,699	0,114	0,509	0,090	0	331

megkötéseiből adódóan a szabad paraméterek száma  $m = 10$ . Ezek a középpont koordinátái (három pár), két szórásnégyzet, amely egyenlő mindhárom komponens esetén és két súlyfaktor (a harmadik komponens súlyfaktorát az első kettő egyértelműen meghatározza).

A kétkomponensű modellek legjobb BIC értéke  $BIC \sim -276$  és a négykomponensűeké pedig  $BIC \sim -274$ , elmaradnak a maximumtól. Ha tisztán maximum likelihood módszert használtunk volna, a statisztikára alapozva megmondhattuk volna annak a valószínűségét, hogy az egyik modell csak a véletlen fluktuáció miatt mutat jobb mérőszámot, mint a másik. A BIC mérés esetén nem tehetünk ilyen állításokat mivel nem ismert a különbségek eloszlásfüggvénye. Mukherjee et al. (1998) szöveges értékelést ad a modellek közötti döntésre a BIC értékek különbségének figyelembe vételével. A 8 – 10 egységnyi BIC különbséget két modell között erős bizonyítéknak tekintik a nagyobb BIC értékkel rendelkező modell javára. Esetünkben a három csoportot a kettő- illetve a négy komponenssel rendelkező modelleket összehasonlítva a különbség ennél nagyobb, tehát három csoport feltételezésével lehet BIC értelemben legjobban leírni a mintát.

A legjobban illeszkedő modell paramétereit valamint az egyes csoportokhoz tartozó kitörések számát az 5.1 táblázat tartalmazza. A legrövidebb és legkeményebb csoportot nevezzük az alábbiakban rövidnek, a leghosszabb és közepes keménységű csoportot hosszúnak és a leglágyabb, közepes időtartamú csoportot közepesnek. Az így definiált közepes csoport és a korábbi tanulmányokban használt közepes csoport kapcsolatát az 5.6.3 fejezetben tárgyalom.

Annak ellenőrzésére, hogy a három populáció jelenléte mennyire szignifikáns két- illetve négypopulációs modellekhez képest, Monte Carlo szimulációkat végeztem. Azt

a hipotézist vizsgáltam, hogy a harmadik csoport jelenléte csupán egy statisztikus fluktuáció. Generáltam 10000 véletlen katalógust, a legjobb  $k = 2$  modell alapján. Azt találtam, hogy a klasszifikációs módszer az esetek mindössze 0,2%-ban részesítette előnyben a három komponensű modellt, 99,8%-ban két komponens volt a jobb leírása az adatoknak. Ez azt jelenti, hogy annak a valószínűsége, hogy a harmadik csoport csupán statisztikus fluktuáció, 0,2%.

Amint az az 5.1 ábrán is látszik, egy másik modellnek is hasonlóan magas a BIC értéke. A különbség az EEI és a második legjobb modell  $k = 3$  esete között BIC értékben nagyjából egységnyi. Ez a VEI modell, amely komponenseinek a térfogata változó (V), alakjuk egyforma (E) és a tengelyek párhuzamosak a koordinátatengelyekkel (nincs korreláció,  $r = 0$ ). Ennek a modellnek három komponensre 12 szabadsági foka van,  $18 - 1$  lenne megkötések nélkül, megkötésekkel pedig 12. A BIC értékek illetve azoknak a különbsége nem fordítható le szignifikanciára, illetve annak az eldöntésére, hogy mennyivel jobb egyik modell a másiknál, ahogy például az  $\chi^2$  esetében. A VEI modell eltérő struktúrát mutat az EEI modellhez képest. A két módszer által eltérő csoportokba klasszifikált kitörések aránya 26,7%. A VEI megoldás struktúrája jobban hasonlít a Horváth et al. (2010) által talált három csoport struktúrájához. Ezt a megoldást az 5.6.3 fejezetben vizsgálom meg részletesen.

Azt, hogy melyik kitörés melyik csoporthoz tartozik, az időtartam–keménység síkon, a kitörésnek megfelelő pontban a modell komponenseinek a járulékai döntenek el. Ezeknek a járulékoknak az arányát úgy tekintjük, mint annak a valószínűségét, hogy a kitörés az adott csoportba tartozik. Egy adott kitörést –ha a tárgyalás azt követeli meg, hogy konkrét csoportokba soroljuk– legáltalánosabb esetben a legnagyobb járulékot adó komponenshez tartozónak tekintjük. Az osztályozáskor  $k$  darab valószínűséggel jellemezhetjük a kitörést ( $k$  a csoportok vagy modell komponensek száma). Ezt indikátorfüggvénynek nevezzük (Yang 1993) és az alábbi módon definiáljuk:

$$I_l(\lg T_{90}, \lg H_{32}) = \frac{P_1 \times P(\lg T_{90}, \lg H_{32}|l)}{\sum_{l \in [\text{rövid, közepes, hosszú}]} P_1 \times P(\lg T_{90}, \lg H_{32}|l)}. \quad (5.4)$$

Itt  $P(\lg T_{90}, \lg H_{32}|l)$  az eloszlás feltételes valószínűség sűrűsége feltételezve, hogy a kitörés az  $l$  osztályból származik. Az indikátorfüggvény amint említettem

valószínűségeket rendel a kitörésekhez aszerint, hogy milyen eséllyel tartozik az egyes csoportokba.<sup>4</sup>

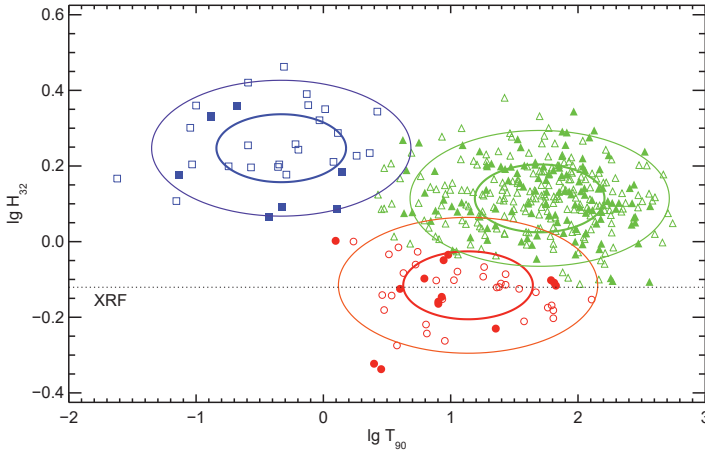
Ennek a módszernek a keretein belül nincs értelme azt kérdezni, hogy egy adott kitörés melyik csoporthoz tartozik, mivel a szóban forgó kitörés véges  $p > 0$  valószínűséggel tartozik egy adott csoporthoz: ezt mondja meg az indikátor függvény. Ha az egyik csoporthoz tartozás valószínűsége magas, akkor könnyen besorolhatjuk az adott kitörést az illető csoportba, azonban ha egy kitörés több csoporthoz is összemérhető nagyságú valószínűséggel tartozik, bizonytalan csoportosításról beszélünk. Annak érdekében, hogy helyesen osztályozott csoportelemekkel dolgozzunk, megkövetelhető, hogy az indikátor függvény értéke meghaladjon adott értéket (mint például a 4.1 fejezetben).

Az illesztett legjobb modellnek három komponense van. Ezeknek a belső összefüggései olyanok, hogy szórásaik irányonként egyenlőek és a korrelációs együtthatók pedig nullák (a konkrét paraméterek az 5.1 táblázatban láthatók). A komponensek a következő csoportokat definiálják:

1. A rövid kitörések képezik az első csoportot. Később megmutatom, hogy ennek a csoportnak a legstabilabbak az elemei: a különféle módszerek mind különálló csoportként definiálják. Ehhez a csoporthoz tartoznak a legrövidebb időtartamú és legkeményebb spektrumú kitörések. Az átlagos időtartam  $\overline{T}_{90} = 0,47$  s, az átlagos keménységi hányados pedig  $\overline{H}_{32} = 1,77$ . 31 eleme van a csoportnak ha az indikátor függvény legvalószínűbb besorolását tekintjük és a modell komponens súlyfaktora  $p_1 = 0,08$ .
2. A legnagyobb elemszámú komponens a *hosszú* kitörések csoportja. Több korábbi tanulmány azonosította, kevésbé stabil mint a rövid csoport. Átlagosan  $\overline{T}_{90} = 50,0$  s az időtartama egy hosszú kitörésnek ebben a mintában,  $\overline{H}_{32} = 1,3$  az átlagos keménysége, a súlyfaktora ennek a komponensnek  $p_2 = 0,80$ .
3. A harmadik csoportba a *közepes* időtartamú kitörések tartoznak. Az ide tartozó modell komponens helyenként átfed a korábban definiált közepes csoportokkal. 46 kitörés tartozik ide. Az átlagos időtartam  $\overline{T}_{90} = 13,7$  s, az átlagos keménység  $\overline{H}_{32} = 0,77$ . A modell komponens súlyfaktora  $p_3 = 0,12$ .

<sup>4</sup>Az EEI modell eredményei itt találhatóak meg: <http://itl7.elte.hu/~veresp/swt90h32gr408.txt> (Veres 2010)

Mindhárom komponensnek ugyanakkora a szórása az egyes irányokban. Ez azt jelenti, hogy a normális komponensek alakja egyforma mindhárom csoportra nézve, viszont a súlyuk nyilvánvalóan különbözik. Azok a modellek, amelyeknek a korrelációs együtthatója nem nulla, nem rendelkeztek elegendően jó BIC értékkel az  $r = 0$  esethez képest.



5.2. ábra. A kitörések populációi az időtartam-keményiség síkon. Különböző szimbólumok különböző csoportokat jelölnek. Egy- és két  $\sigma$  tengelyű ellipszisek mutatják a komponensek kiterjedését. A telt szimbólumok a mért vöröseltolódással rendelkező kitörések. A pontozott vonal a röntgenfelvillanások definícióját mutatja Sakamoto et al. (2008b) alapján.

### 5.3.4. Nemparaméteres klaszterezés

A modell alapú klaszterezési eljárás egyik jelentős hátránya, hogy előre adott típusúnak tekinti a mérések eloszlását (kétdimenziós normális jelen esetben). A nemparaméteres csoportosítás nem feltételez semmilyen *a priori* modellt. Definálni kell azonban egy metrikát a távolságok mérésére az időtartam-keményiség síkon. Ehhez itt a

5.2. táblázat. A csoportok tulajdonságai a k-means klaszterezéssel kapott felosztásnál  $k = 3$  csoportra. A csoportokon belül számolt átlagos  $\lg(T_{90})$  és  $\lg(H_{32})$  jól egyezik az EEI modell komponensek középpontjainak értékeivel (5.1 táblázat)

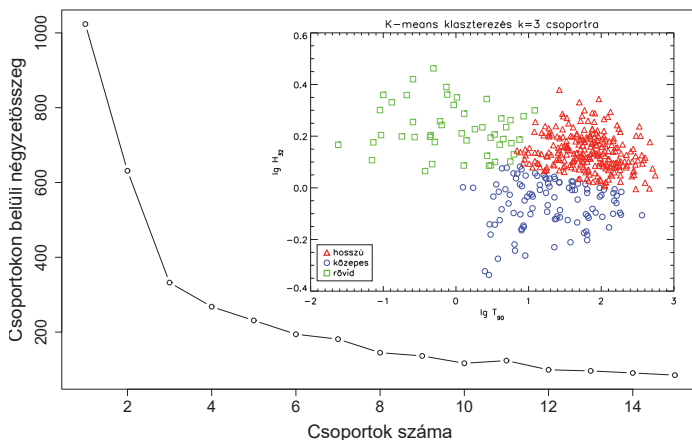
Csoport	N (%)	$\lg(T_{90})$	$\lg(H_{32})$
rövid	48 (11,8)	-0,02	0,23
közepes	105 (25,7)	1,30	-0,06
hosszú	255 (62,5)	1,82	0,14

változókat skálázom a szórásukkal, mivel a két fizikai mennyiség különböző és a nem-paraméteres módszerek érzékenyek a távolságskálára: ha például egyik változónak egy nagyságrenddel nagyobb a szórása, mint a másiknak, akkor a módszer az illető változót jóval nagyobb súllyal fogja figyelembe venni. A nemparaméteres csoportosítás konkrét csoportot jelöl ki minden kitörésre, nem ad felvilágosítást a csoportosítás bizonytalanságára. Itt a k-means és a hierarchikus klaszterezési eljárásokat mutatom be és ezek segítségével alátámasztom a csoport-struktúrát, amelyet a modell-alapú csoportosítással kaptam.

### K-means klaszterezés

Az adathalmazunkat a k-means klaszterezéssel is csoportokba sorolhatjuk. Ennek a módszernek egy alkalmazását mutatja be kitörésekre alkalmazva Chattopadhyay et al. (2007). Ezt a módszert használva előre tudnunk kell a csoportok számát. Amint a csoportok száma ismert, megkeressük a középpontjaikat úgy, hogy a csoportok tagjainak a tőlük mért távolsága minimális legyen. Ezt egy iteratív módszerrel érhetjük el. A módszer nem ad választ arra a kérdésre, hogy mekkora az ideális csoportszám. Ennek eldöntésére létezik egy fenomenologikus módszer, ami abból áll, hogy csoportokon belül megvizsgáljuk a négyzetösszegeket a csoportszám függvényében (Hartigan 1975), a „legjobb” csoportszámánál egy „könyököt” kell látnunk a grafikonon (l. 5.3 és 5.4 ábrák). A könyök annak a jele, hogy újabb csoporttal számolva a megmagyarázott variancia kisebb mértékben nőtt mint korábban. Ez arra utal, hogy az újabb csoport hozzáadása nem szükséges.





5.3. ábra. A négyzetösszegek a csoportokon belül a csoportszám függvényében a k-means csoportosítási eljárásnál. A „könyök” tisztán kivehető  $k = 3$  csoportnál. A kis ábrán láthatók a csoportok  $k = 3$ -ra az időtartam-keményység síkon.

Jól látható a „könyök” a k-means klaszterezés csoportszám–(csoporton belül vett négyzetösszeg) grafikonon (5.3 ábra). Ez alapján a legvalószínűbb csoportszám a k-means klaszterezés szerint a  $k = 3$ . A csoportokhoz tartozó kitörések számát illetve azok tulajdonságait az 5.2 táblázat tartalmazza. Ez az eredmény összhangban van a modell-alapú EEI módszerrel kapott csoport-struktúrával.

### Hierarchikus klaszterezés

Egy másik csoportosítási módszer a hierarchikus klaszterezés, amelyet szintén alkalmazhatunk a kitörésekre (Murtagh & Heck 1987). Egy olyan állapotból indulunk, amelyben minden egyes elem (kitörés) külön csoportot képez ( $N$  csoport). Lépésenként csoportokat egyesítünk egy előre definiált kritérium alapján.  $N - 1$  lépésben olyan

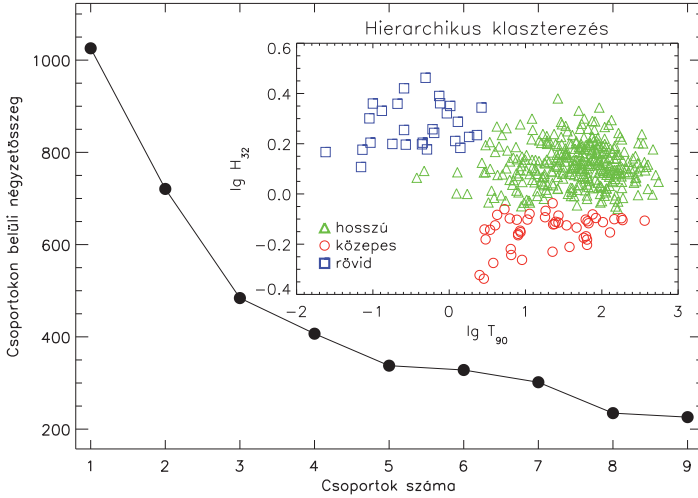
5.3. táblázat. A csoportok tulajdonságai hierarchikus klaszterezéssel  $k = 3$  csoportra. A csoportokon belül számolt átlagos  $\lg(T_{90})$  és  $\lg(H_{32})$  jól egyezik az EEI modell komponensek középpontjainak értékeivel (5.1 táblázat) illetve a k-means klaszterezéssel kapott értékekkel (5.2 táblázat)

Csoport	N (%)	$\lg(T_{90})$	$\lg(H_{32})$
rövid	28 (6,9)	-0,41	0,26
közepes	47 (11,5)	1,31	-0,14
hosszú	333 (81,6)	1,64	0,12

állapotba jutunk, amelyben az összes kitörés egy csoportot képez. Szabályra van tehát szükségünk ahhoz, hogy eldöntsük, mikor egyesítünk két csoportot. Ez a szabály a két csoport távolságát veszi alapul és a legközelebbi két csoportot fogjuk egyesíteni. A távolság mértékeként úgy találtam, hogy az egyszerű euklideszi távolság megfelelő választás, így ezt használtam. Ezt a választást a változók közti kis korreláció is megerősíti ( $r = -0,12$ ). Abban az esetben, ha számottevő korrelációt mérnénk a változók között, a Mahalanobis távolságot kellene használnunk (Mahalanobis 1936). A csoportok egyesítésére az úgynevezett átlagos kapcsolódás szabályt választottam. Ez egy robusztus szabály, abban áll, hogy az összes lehetséges elemi pontpár távolságát kiszámítjuk, mikor két csoport távolságát nézzük és az átlagos távolság lesz az irányadó távolság a két csoport között.

A hierarchikus klaszterezést használva szintén meg kell adni a csoportok számát. Ezúttal is használható a csoportokon belüli négyzetösszeg módszer.  $k = 3$  döntésünket megalapozottnak tekintem azzal, hogy ebben az esetben is jelen van egy „könyök” a csoportszám-(csoporton belüli négyzetösszeg) ábrán (5.4 ábra). Az így kapott struktúra nagyon hasonlít a modell-alapú klaszterezésnél kapott struktúrára és a „könyök” is a  $k = 3$  csoportszámra utal. Azt a következtetést vontam le ebből, hogy a hierarchikus klaszterezés alátámasztotta a modell-alapú csoportosítással kapott eredményeket.

A kapott struktúrában a csoportok átlagos paramétereit az 5.3 táblázat tartalmazza. A hosszú csoport itt több elemmel rendelkezik a korábbi módszerekhez képest. A rövid csoportba csak a nagyon rövid és kemény elemek kerültek ezért ennek az átlagos időtartama rövidebb és az átlagos keménysége nagyobb. Ezen túlmenően a csoportokra



5.4. ábra. A csoportokon belüli négyzetösszeg a csoportok számának függvényében hierarchikus klaszterezésnél. Itt is észrevehető egy „könyök”  $k = 3$ -nál. A kis ábra mutatja a csoport struktúrát  $k = 3$ -ra.

számított átlagos  $\lg(T_{90})$  és  $\lg(H_{32})$  értékek a nemparaméteres módszereknel (5.2 és 5.3 táblázatok) illetve a modell komponensek középpontjai (5.1 táblázat) jó egyezést mutatnak.

### 5.3.5. A csoportosítás stabilitása

Mind a modell alapú, mind a paraméter nélküli csoportosítást is elvégeztem a  $T_{90}$  helyett  $T_{50}$ -nel is, és többféle keménységi hányadost helyettesítve, mint például  $H_{42} = \frac{S_{100-150}}{S_{25-50}}$  vagy  $H_{432} = \frac{S_{100-150}}{S_{25-50} + S_{50-100}}$ . A csoportok lényegében azonos struktúrájuk maradtak.

A rövid csoport a legstabilabb, amely többféle csoportosítási módszereknel is ugyanazokat az elemeket tartalmazza. Nem számottevő az eltérés a csoport elemszámában

5.4. táblázat. Kontingencia táblázat, melyben összehasonlítom a hierarchikus klaszterezéssel (HC) kapott csoportok struktúráját a modell-alapú csoportosítással nyert struktúrával.

		Modell alapú			
		Rövid	Közepes	Hosszú	Összes
HC	Rövid	28	0	0	28
	Közepes	0	39	8	47
	Hosszú	3	7	323	333
	Összes	31	46	331	408

ha különböző módszereket használunk vagy más időtartam vagy keménységi mértéket veszünk alapul. A rövid csoporton kívül a hosszú illetve a közepes csoportba soroljuk a kitöréseket. A két csoport határán rendszerint magas a csoportosítás bizonytalansága.

Egy csoportosítást megalapozottnak tekinthetünk, ha több módszer is hasonló eredményt ad. A modell-alapú csoportosítás EEI megoldásának alátámasztására hierarchikus és k-means klaszterezéssel is csoportosítottam a kitöréseket. A csoportosítások összevetésére a hierarchikus és az EEI megoldással talált csoportosítások kontingencia mátrixa az 5.4 táblázatban található. A főatlóban találhatók azok a kitörések, amelyek mindkét módszerrel ugyanabba a csoportba kerültek, a főátlón kívüli elemek pedig a két módszer által eltérően klasszifikált elemeket mutatják. Ebben az esetben az eltérően klasszifikált kitörések aránya 4,4%. Ez az érték alacsony, így állíthatjuk, hogy a két módszer konzisztens módon ugyanazt a struktúrát adja.

Ugyanezt az összehasonlítást elvégeztem a k-means és a modell alapú (EEI megoldás) csoportosításra (5.5 táblázat). Itt a hosszú és közepes csoportokba eltérően klasszifikált elemek aránya magasabb (18,6%), de még mindig erős a korreláció (az egyezés) a két módszer által talált struktúra között. A magasabb arány oka a közepes és a hosszú csoport határa mentén fellépő eltérő klasszifikáció.

5.5. táblázat. Kontingencia táblázat, melyben összehasonlítom a k-means módszerrel kapott csoportok struktúráját a modell-alapú csoportosítással nyert struktúrával.

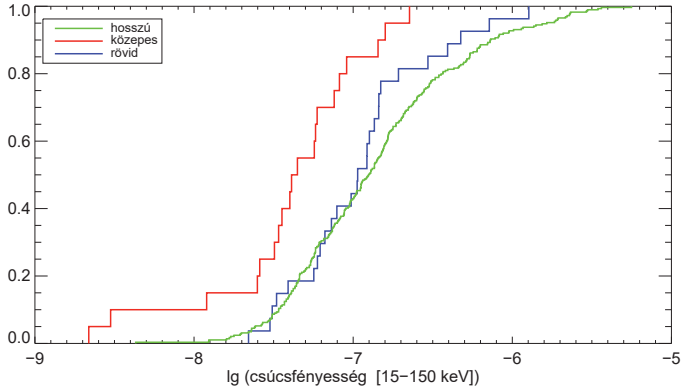
		Modell alapú			
		Rövid	Közepes	Hosszú	Összes
k-means	Rövid	31	0	17	48
	Közepes	0	46	59	105
	Hosszú	0	0	255	255
	Összes	31	46	331	408

## 5.4. Csúcsfluxus eloszlás a modell alapú csoportosítás alapján

A csúcsfluxust (*peak flux*) a Swift műhold a fénygörbe-maximum körüli egy másodperces időintervallumban méri. A beütéseket a 15 – 150 keV intervallumban tekintem ebből az időintervallumból, ez 58 energia-csatornát jelent. Ezeket a detektor válaszmátrixával konvolválok a „forward-folding” módszerrel. Az így kapott legjobbban illeszkedő spektrumot integrálok és így kapom a csúcsfluxust a 15 – 150 keV intervallumban. A csúcsfluxus mértékegysége:  $\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ .

Fontos megvizsgálni, hogy a közepes csoport különbözik-e bármilyen más paraméterben a másik két csoporttól. Az előző fejezetben különböző módszerekkel vizsgáltam a csoportok struktúráját és az egyedi kitörések besorolását. A klasszifikáció után a csoportok csúcsfluxusát, illetve annak az eloszlását vizsgálok Kolmogorov-Smirnov teszttel. A kitöréseket a modell alapú (EEI megoldáson alapuló) csoportosítás alapján tekintem.

Azt találtam (l. 5.4 ábra), hogy a közepes csoport csúcsfluxus eloszlása szignifikáns eltérést mutat ( $p \approx 6 \times 10^{-4}$ ; 5.6 táblázat) a hosszú csoport hasonló eloszlásához viszonyítva. A közepes csoport csúcsfluxusa szisztematikusan alacsonyabb mint a rövid- vagy a hosszú csoporté. Különbség van tehát a közepes csoport csúcsfluxusának az eloszlásában a hosszúakhoz viszonyítva. A csúcsfluxus is használható csoportosítási paraméterként a keménység és az időtartam mellett. Elvégeztem a modell alapú csoportosítást három változó alapján ( $T_{90}$ ,  $H_{32}$  és csúcsfluxus) és azt találtam, hogy a meg-



5.5. ábra. A különböző csoportok csúcsfluxusának kumulatív eloszlása. A rövid és a hosszú csoport eloszlása nem különbözik szignifikáns módon. A közepes csoport csúcsfluxus-eloszlása (piros vonal) szignifikánsan eltér a rövid (0,7%) és a hosszú (0,06%) kitérések hasonló eloszlásaitól.

oldás nagyon hasonlít a csúcsfluxus nélküli klasszifikáció struktúrájára, attól eltekintve, hogy a hosszú csoport két részre bomlik. A rövid és a közepes csoport elemszáma nem változott lényegesen. Három változót használva a csoportosításhoz, négy csoport feltételezésével lehet legjobban leírni a méréseket.

## 5.5. Mért vöröseltolódással rendelkező és nem rendelkező kitérések

Külön vizsgáltam azokat a kitéréseket, amelyek rendelkeztek mért vöröseltolódással. Mindhárom csoportot megvizsgáltam ebből a szempontból, különbségeket illetve hasonlóságokat keresve. Azt találtam, hogy a rövidnek klasszifikált kitérések 23%-a rendelkezett mért vöröseltolódással (31-ből 7). A közepes és a hosszú csoportnál ez az arány valamivel nagyobb: 30% (46-ből 14) és 36% (331-ből 119). A mért vörösel-

5.6. táblázat. A három csoport 15 – 150 keV intervallumban mért csúcsfluxus-eloszlásának összevetése. Azt látjuk, hogy a közepes csoport eloszlása szignifikánsan eltér a rövid illetve a hosszú csoport csúcsfluxus-eloszlásától.

Csoportok	KS távolság	Hiba valós.
rövid-hosszú	0,221	0,167
rövid-közepes	0,478	0,007
hosszú-közepes	0,448	$6 \times 10^{-4}$

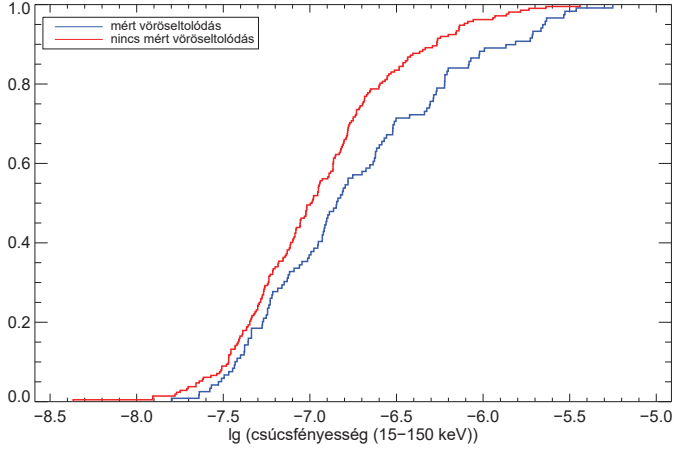
5.7. táblázat. A három csoport 15 – 150 keV energia intervallumban mért csúcsfluxusának összehasonlítása mért vöröseltolódás szerint. Szignifikáns eltérést találtam a hosszú kitörések mért vöröseltolódással rendelkező és azzal nem rendelkező csoportjai között.

Minta	KS távolság	Hiba valós.
Rövid z és z nélküli minta	0,208	0,955
Közepes z és z nélküli minta	0,250	0,581
Hosszú z és z nélküli minta	0,183	0,014

tolódással rendelkező kitörések helyét az időtartam-keményiség diagramon az 5.2 ábrán a satírozott jelek mutatják.

Összehasonlítottam a mért vöröseltolódással rendelkező illetve nem rendelkező kitörések csúcsfluxus-eloszlását a csoportokon belül. Azt találtam, hogy a rövid és a közepes csoporton belül nincs szignifikáns különbség a vöröseltolódás méréssel rendelkező illetve nem rendelkező kitörések között (5.7 táblázat). A hosszú kitörések mért vöröseltolódással rendelkező csoportja azonban szignifikánsan eltérő eloszlást mutat a vöröseltolódással nem rendelkező hosszú kitörések eloszlásához képest (5.5 ábra). A vöröseltolódással rendelkező csoport szisztematikusan magasabb csúcsfluxust mutat. Azt a következtetést lehet levonni ebből a megállapításból, hogy a magasabb csúcsfluxusú hosszú kitörésnek nagyobb valószínűséggel mérnek vöröseltolódást, ami egy megfigyelési szelekciós effektusra mutat.

Összehasonlítottam a három csoport vöröseltolódás-eloszlását egymással. Jól ismert eredmény, hogy a rövid kitörések szisztematikusan kisebb vöröseltolódásnál

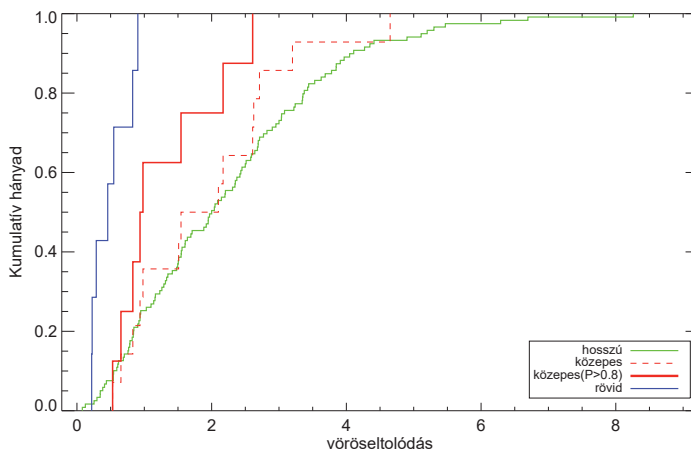


5.6. ábra. Mért vöröseltolódással rendelkező illetve nem rendelkező hosszú kitörések csúcstényességének kumulatív eloszlása. A két csoportból származó hosszú kitöréseknek szignifikánsan eltér az eloszlása a Kolmogorov-Szmirnov teszt szerint ( $p \approx 0,014$ ).

találhatók és így a rövid és a többi kitörés vöröseltolódás eloszlása eltér egymástól (Jakobsson et al. 2006) és az, hogy a Swift mintája átlagosan nagyobb vöröseltolódású kitöréseket tartalmaz, mint az előző műholdak megfigyelései (Bagoly et al. 2006). Azt találtam, hogy a rövid kitörések vöröseltolódás-eloszlása jelentősen eltér a hosszú és a közepes csoport eloszlásától, a szignifikancia 0,002 illetve 0,008 (5.7 ábra). A közepes csoport eloszlása nem mutat szignifikáns eltérést a hosszú csoporttól ( $\sim 0,79$  szignifikancia). A közepes csoport átlagos vöröseltolódása ugyanakkor kisebb mint a hosszú csoport átlaga. Amint korábban említettem, a kitörések csoportokba sorolásánál valószínűségeket rendelék minden csoporthoz és a legnagyobb valószínűségű csoportba rendelem a kitörést Annak érdekében, hogy minél biztosabb legyen a csoporthozrendelés, a csoportba tartozás  $p$  valószínűségére megkövetelem, hogy érje el a  $p > 0,8$ -t. Ennek a feltételnek köszönhetően ugyan kevesebb kitörés fog a csoportba tartozni, viszont ezek biztosabb tagjai lesznek az adott csoportnak. Megvizsgáltam a



vörösetlódás-eloszlások eloszlását ezzel a megszorítással és azt találtam, hogy a közepes és a hosszú csoport jobban különbözik egymástól (a közepesek alacsonyabb  $z$ -nél vannak). A kis elemszám miatt az eltérés még mindig nem szignifikáns: a tévedési valószínűség 0,79-ről 0,19-re csökkent (5.7 ábra).



5.7. ábra. A három csoport kumulatív vörösetlódás eloszlása. Amint az korábban is ismert volt, a rövid kitérések átlagosan közelebb találhatók, mint a hosszúak. A közepes populáció eloszlása különbözőnek tűnik a hosszú csoport eloszlásától (a közepesek átlagosan alacsonyabb vörösetlódással rendelkeznek), de a különbség nem szignifikáns. Ha csak azokat a közepeseket tekintjük, amelyekre az indikátor függvény 80% feletti, a különbség szembetűnőbb, bár szintén nem szignifikáns.

## 5.6. Diszkuszió

### 5.6.1. Fizikai magyarázat

Az eddigi tárgyalás alapján alátámasztottam a korábbi ismert tényt, hogy három csoport feltételezésével lehet a legjobban leírni a kitörések eloszlását. Itt is, mint korábban, a három csoportot legjobban rövid, közepes és hosszú időtartamúként lehet jellemezni. Annak ellenére, hogy a közepes csoport a korábbi csoportosításokhoz hasonlóan a leglágyabb spektrummal rendelkezik, az itt meghatározott csoport struktúrája nem teljesen egyezik meg a korábbiakban megállapított struktúrával ami az eltérő matematikai módszernek köszönhető.

A közepes és a rövid csoport közti fizikai kapcsolat nem valószínű, amire például az utal, hogy a három csoportosítási módszer közül egyik módszer sem mutatott „átjárást” a két csoport elemei között. Más szóval nem fordult elő, hogy az egyik módszer rövidnek, a másik pedig közepesnek klasszifikálja.

A modell alapú csoportosítás három csoportot adó megoldásai jelentős átfedést mutatnak a hosszú és a közepes csoport között az időtartam-keményiség síkon. Ha a közepes csoport önmagában egy különálló, fizikailag eltérő módon létrejövő csoportot képez, akkor egy harmadik típusú szülő objektumnak is kell léteznie a hagyományos kettős kompakt objektum összeolvadás és a nagytömegű csillag magjának összeroppanása mellett.

Ugyanakkor az is lehetséges, hogy a talált harmadik csoport nem képez különálló csoportot önmagában, hanem kapcsolatban van a hosszú kitörésekkel valamilyen fizikai paraméteren keresztül. Ilyen lehet például a nyaláb tengelyének a látóiránnyal bezárt szöge (Zhang 2007), a központi fekete lyuk impulzus-momentuma és az akkréció ráta (Krolik & Hawley 2010). Az is elképzelhető, hogy a nyaláb Lorentz-faktora alacsonyabb a harmadik csoport esetében. Ez akkor jöhet létre, ha a nyaláb anyaga dúsabb barionokban mint egy átlagos hosszú kitörés nyalábjá. Ebben az esetben a harmadik csoport a fent említett paraméterek valamelyikének függvényében a hosszú kitörések meghosszabbításaként foghatók fel.

A közepes csoport csúcsfluxusa szisztematikusan kisebb, mint a hosszú csoporté, míg a vöröseltolódásuk eloszlása hasonló vagy enyhén kisebb. Ebből arra következtetek,

hogy a közepes csoport eredendően halványabb, és ez nem egy kiválasztási effektus eredménye. Ha a közepes és a hosszú csoport kapcsolatban van, akkor az alacsonyabb csúcsfluxusára megfelelő fizikai magyarázatot kell találni. A megfigyelt tulajdonságok alapján a közepesek a leglágyabbak a három csoport közül, ami azt jelenti, hogy az ezekből a kitörésekből származó energiát alacsonyabb tartományban észleljük.

### 5.6.2. Kapcsolódás a röntgenfelvillanásokhoz

Amint az 5.2 ábra is mutatja, a közepes populáció a leglágyabb ezért érdemes megvizsgálni, milyen kapcsolatban lehet a röntgenfelvillanásokkal. A felvillanások sok tulajdonságukban hasonlítanak a klasszikus kitörésekhez, csupán fluxusuk nagyobb hányada esik az alacsonyabb energia tartományba (Hullinger 2006). Történetileg a röntgenfelvillanásokat a BeppoSAX segítségével definiálták először (Heise et al. 2001). Azokat a kozmikus forrásból érkező jeleket, amelyek a Wide Field Camera-ban triggerelt ki 2 – 30 keV között, viszont nem triggerelték a Gamma-Ray Burst Monitort 40 – 700 keV tartományban, röntgenfelvillanásnak tekintették. A BeppoSAX által észlelt 10 XRF-ből 9-et a BATSE észleléseiben is megtaláltak utólagos elemzéssel, vagyis nem váltott ki trigger a 25 keV felett érzékeny műszerben (Kippen et al. 2003).

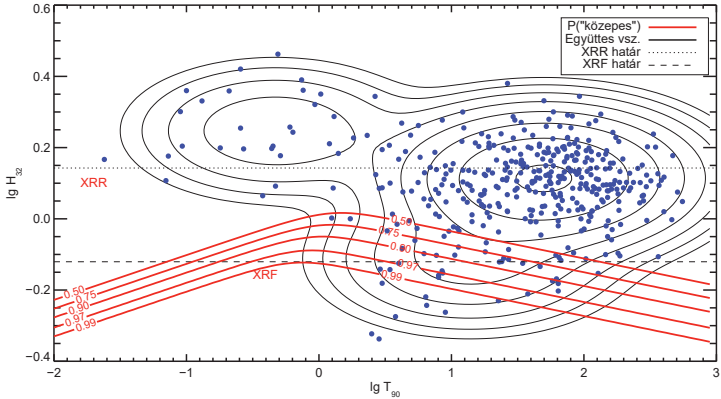
A BeppoSAX definícióját előbb a HETE-II műszereire ültették át, majd Sakamoto et al. (2008b) ennek segítségével megadott egy definíciót a röntgenfelvillanásokra a Swift észleléseinél is. Eszerint az  $S_{23}$  fluencia hányados (amely a keménységi hányados reciproka ( $H_{32} = (S_{23})^{-1}$ ) nagyobb mint 1,32 ( $H_{32} < 0,76$ ), akkor röntgenfelvillanásról beszélhetünk. A kutatások jelen állása szerint a röntgenfelvillanások kapcsolatban állnak a gamma-kitörésekkel: míg a felvillanások csúcse energiája szisztematikusan alacsonyabb, csúcse energia-eloszlásuk a hosszú kitörések eloszlásából folytonos átmenetet mutat (Sakamoto et al. 2008b).

A csoportosítási eljárások megadják a középső csoportba tartozó kitörések helyét az időtartam-keményiség síkon. A fuzzy klasszifikálás értelmében nem egy határozott csoportot ad a csoportosítás, hanem annak valószínűségét, hogy adott helyen a kitörés az adott csoportba tartozik. Ahhoz, hogy a harmadik csoport (és a röntgenfelvillanások)

helyét megkeressük az időtartam-keményiség síkon, az indikátor függvényt használjuk:

$$I_{\text{közepes}}(\lg T_{90}, \lg H_{32}) = \frac{P_{\text{közepes}} \times P(\lg T_{90}, \lg H_{32} | \text{közepes})}{\sum_{l \in \{\text{rövid, közepes, hosszú}\}} P_l \times P(\lg T_{90}, \lg H_{32} | l)}. \quad (5.5)$$

Az egyenlet paramétereit az 5.1 táblázatból kell venni. Ez megadja annak a valószínűségét, hogy a kitörés a közepes csoportba tartozik, ismerve a két paraméterét ( $T_{90}$  és  $H_{32}$ ). Az együttes eloszlásfüggvényt az 5.8 ábrán ábrázolom feketeíttel, a harmadik csoport valószínűségének kontúrvonalait pedig pirossal. Jól látható a röntgen-gazdag gamma-kitörések és a röntgenfelvillanások definíciójához használt keménységbeli határ.



5.8. ábra. Az EEI megoldással modellezett időtartam-keményiség eloszlás (fekete kontúrok). A pontok egyedi kitöréseket mutatnak. A vastag piros kontúrok a közepes csoportba tartozás valószínűségét mutatják. Vízszintes vonalak jelölik a röntgenfelvillanásokat és a röntgen-gazdag gamma-kitöréseket. Figyelemreméltó egyezés látszik a harmadik csoport és a röntgenfelvillanások között.

A röntgenfelvillanások definícióját a HETE-II műhold mérései nyomán tökéletesítették, majd az átlagos spektrális paraméterekkel transzformálták a BAT műszerre is. Az

említett átlagos paraméterek egy  $\alpha = -1$ ,  $\beta = -2,5$  valamint  $E_{\text{peak}} = 100$  keV Band-paraméterekkel rendelkező kitörésből származnak (Band et al. 1993) és ez adja a  $H_{32} < 0,76$  definíciót. A definíció alapján 24 kitörést azonosítottam a 408 elemű mintából. Az 5.8 táblázat tartalmazza a fenti definíciónak megfelelő röntgenfelvillanásokat, és annak a valószínűségét, hogy ezek a harmadik csoportba tartoznak. Annak a valószínűsége, hogy a röntgenfelvillanások a harmadik csoportba tartoznak átlagosan  $\bar{p} = 0,95$ . Ez a magas átlagos valószínűség valamint az egyedi kitörések magas indikátorfüggvény értéke arra enged következtetni, hogy az összes röntgenfelvillanás nagy valószínűséggel az EEI modell alapú csoportosítás eredményeként kapott harmadik csoportba tartozik.

Az 5.8 ábra és az 5.8 táblázat alapján a harmadik csoport tagjai a röntgenfelvillanásokkal azonosíthatók. Eszerint a modell-alapú osztályozást használva egy valószínűségen alapuló definíció adható a kitörések ezen osztályára az időtartam–keménység eloszlásra alapozva. Ez az eljárás a röntgenfelvillanások közé sorol még 22 olyan kitörést is, amely a hagyományos definíció alapján nem tekinthető ide tartozónak.

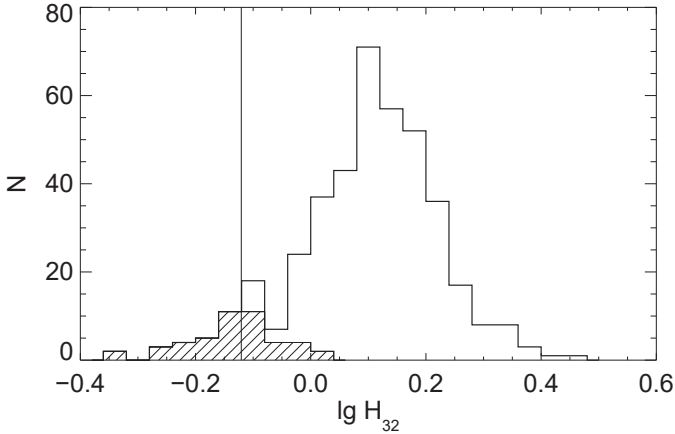
Az összes röntgenfelvillanás abban a régióban található, ahol a harmadik csoportba tartozás valószínűsége a legnagyobb, viszont nem minden harmadik csoport-tagot lehet egyértelműen a Sakamoto et al. (2008b) definíció alapján vett röntgenfelvillanásnak definiálni. Tehát az EEI megoldás harmadik csoportja az összes röntgenfelvillanást tartalmazza és még ide tartozik néhány lágy gamma-kitörés.

Ahhoz, hogy jobban megértsük az eredményt, egy keménységi hányadosokból álló hisztogramot láthatunk az 5.9 ábrán. A függőleges vonal mutatja a röntgenfelvillanások korábbi definícióját, a satírozott rész pedig azon kitöréseket mutatja, amelyek az EEI megoldás szerint a harmadik csoportba tartoznak a legnagyobb valószínűséggel. A hosszú és a közepes csoportot határoló kontúrok nem vízszintesek az 5.8 ábrán, mivel a csoportok középpontjainak eltérő a  $T_{90}$  koordinátája, ezért is látunk sok kevésbé lágy kitörést a harmadik csoportba sorolva. Léteznek továbbá olyan rövid röntgenfelvillanások,  $T_{90} \approx 1$  s időtartammal, amelyek keményebbek a definiálásukra használt határnál.

A röntgenfelvillanásnak ma még nincs elfogadott modellje. Több foratókönyv szerint jöhetnek létre. Ilyen például a piszkos tűzgolyók, a kis hatékonyságú belső

5.8. táblázat. A röntgenfelvillanások a Sakamoto et al. (2008b) definíciója szerint, valamint annak a valószínűsége, hogy ezek a harmadik csoportba tartoznak.

Név	$T_{90}[s]$	$H_{32}$	P(„3. csop.”)
050416A	2,50	0,48	1,00
061218	6,50	0,57	1,00
070330	9,00	0,55	1,00
070721A	3,78	0,53	1,00
080218B	6,40	0,60	1,00
080520	2,84	0,46	1,00
050824	22,60	0,59	0,99
070714A	3,00	0,66	0,99
050815	2,90	0,72	0,98
050819	37,70	0,62	0,98
060926	8,00	0,68	0,98
081007	8,00	0,69	0,98
081211A	3,44	0,72	0,98
051016B	4,00	0,75	0,97
060923B	8,60	0,70	0,97
060512	8,50	0,71	0,96
080822B	64,00	0,63	0,95
080315	64,00	0,66	0,92
060428B	57,90	0,67	0,91
060219	62,10	0,68	0,89
080218A	23,00	0,76	0,84
050714B	46,70	0,73	0,80
070224	34,50	0,75	0,80
081109B	128,00	0,70	0,72



5.9. ábra. A mintabeli kitörések keménységének eloszlása. Ezen belül sátrózott rész mutatja a közepes csoportot. A függőleges szakasz a Sakamoto et al. (2008b) által használt definíció a röntgenfelvillanásokra.

lökéshullámok, struktúrával rendelkező nyalábok, amelyeket oldalról látunk stb. (Zhang 2007). A most bevezetett definíció segítségével pontosabb állításokat lehet megfogalmazni a jelenségek eredetével kapcsolatban.

### 5.6.3. A VEI megoldás kapcsolata egy korábbi csoportosítással

Horváth et al. (2010) szintén három csoportot talált a Swift adatbázisban (4. fejezet), az EM algoritmust használva. A maximum likelihood alapján a csoportok számát növelve, ott állt meg az algoritmus, mikor nem javult elegendően már a likelihood függvény. Ez a folyamat jellegében hasonló a „könyök” kereséséhez a nemparaméteres csoportosításoknál. Előnye, hogy konkrét statisztikával jellemezhető likelihood különbség és így szignifikancia számolható. A már említett eljárásban nem szerepeltek megkötések a modell paramétereinek között, így ez a jelenlegi tanulmány VVV jelű (szabad paraméterek:

5.9. táblázat. Kontingencia táblázat a Horváth et al. (2010) és az EEI modellek 324 közös elemével. 19 röntgenfelvillanás van ebben a mintában. Ezek mindegyike a közepes csoportba tartozik, vagyis jelen táblázatban a közepes-közepes mezejének 31 kitörésében foglaltatnak.

		Horváth et al. (2010)			klasszifikáció
		Rövid	Közepes	Hosszú	Összesen
Modell alapú (EEI)	Rövid	24	0	0	24
	Közepes	0	31	1	32
	Hosszú	0	55	213	268
	Összes	24	86	214	324

a középpont koordinátái, szórások két irányban, a korreláció a változók között és a súlyfaktor) modelljének felel meg maximális,  $k = 3$ -ra  $m = 17$  szabadsági fokkal. Esetünkben a VVV modell nem ad elég jó BIC értéket, pontosan a szabadsági fokok nagy száma miatt. A VEI megoldás legjobb BIC értéke azonban csak nagyon kevéssel marad el a globálisan legjobb EEI modelttől. Ez a megoldás szintén  $k = 3$  csoport esetén adódik (5.1 ábra nagyított része) és struktúrája jobban hasonlít a Horváth et al. (2010)-ben talált csoportok struktúrájához. Ennek alátámasztására itt is kontingencia táblázatokat készítettem a 324 közös kitörésre. Ezekben a táblázatokban (5.9 és 5.10) a Horváth et al. (2010) klasszifikációt vetem össze a VEI illetve az EEI megoldásokkal.

Az 5.9 táblázatból kitűnik, hogy 31 kitörést mind az EEI megoldás, mind a Horváth et al. (2010) tanulmány egyaránt közepesnek klasszifikált. A legszembevetőbb különbség a két megoldás között a közepesek teljes számában jelentkezik: Horváth et al. (2010) esetében összesen 86 közepes kitörés van, az EEI megoldás szerint mindössze 32 (egy kitörés kivételével a Horváth et al. (2010)-közepesek az EEI megoldás szerint is a közepes csoportba tartoznak).

A másik fontos kérdés a röntgenfelvillanások száma a kétféle klasszifikációban. A Sakamoto et al. (2008b) definíciót használva 19 röntgenfelvillanás van a közös mintában. Ezeket az indikátor függvényük alapján mind a Horváth et al. (2010), mind ez a tanulmány a közepes csoportba sorolja kivétel nélkül. Más szóval a 31 közösen közepesnek klasszifikált kitörés tartalmazza az összes röntgenfelvillanást. Horváth et al. (2010) 55 kitörést közepesnek osztályoz, ezek itt a hosszú csoportba kerültek. Ezekre



5.10. táblázat. Kontingencia táblázat: a 324 Horváth et al. (2010)-tal közös kitörésének összevetése a VEI modell eredményével.

		Horváth et al. (2010)		klasszifikáció	
		Rövid	Közepes	Hosszú	Összesen
Modell alapú (VEI)	Rövid	22	0	0	22
	Közepes	2	86	30	118
	Hosszú	0	0	184	184
	Összes	24	86	214	324

a megállapításokra alapozva kijelenthető, hogy a modell alapú klasszifikációs módszer alkalmasabb a röntgenfelvillanások azonosítására magas valószínűséggel. A röntgenfelvillanások aránya a közepes csoportban itt az EEI megoldás szerint 59%, míg a Horváth et al. (2010) tanulmányban 22%.

A VEI modell, amelynek csak marginálisan rosszabb a BIC mérőszáma, összehasonlítva a Horváth et al. (2010) tanulmánnyal mindössze 32 off-diagonális elemet tartalmaz, azaz ennyi kitörést csoportosított eltérően a két módszer (5.10 táblázat). A csoportok struktúráját vizsgálva azt lehet látni, hogy a VEI megoldás jobban hasonlít Horváth et al. (2010)-hoz, mint az EEI megoldás. A közepes csoport elemeinek száma a VEI megoldás esetében a legnagyobb (118). Mind a 19 röntgenfelvillanás a közepes csoportba tartozik, viszont itt a legnagyobb azoknak a kitöréseknek a száma, amelyek a harmadik csoportba tartoznak és nem röntgenfelvillanások. A röntgenfelvillanások aránya a harmadik csoporton belül a VEI megoldás alapján 16%.

Annak az oka, hogy eltérő struktúrájú harmadik csoportot találtam, abban keresendő, hogy a harmadik, közepes csoport átfed a hosszú populációval az időtartam-keményység síkon és a használt matematikai csoportosítási módszerek az átfedésre igen érzékenyek a határ közelében.

## 5.7. A csoportosítás eredményei

Ebben a fejezetben a bemutatott eredmények a következőképpen foglalhatók össze:

- Megmutattam eltérő módszerekkel, a korábbi tanulmányokkal összehangban, hogy a Swift adathalmaz legjobban három csoportot feltételezve írható le. Mind a modell-alapú, mind a nemparaméteres módszerek három csoportra utalnak magas ( $p \approx 0,998$ ) szignifikanciával.
- Azt találtam, hogy a harmadik csoport időtartam szerint közepes és a spektrális keménység szerint a leglágyabb a kitörések közül. A közepes csoport csúcsfluxus-eloszlása szignifikánsan eltér a másik két csoport eloszlásától. Ennek a csoportnak van a legalacsonyabb átlagos csúcsfluxusa.
- A közepes csoport vöröseltolódás-eloszlása nem különbözik szignifikánsan a hosszúakétól, bár átlagosan alacsonyabb. Tekintve az átlagosan halványabb csúcsfluxusa, arra következtettem, hogy a közepes csoport kitörései saját rendszerükben mérve halványabbak, mint a hosszú kitörések.
- Arra utaló jeleket mutattam be, hogy az itt talált közepes csoport szoros kapcsolatban van a röntgenfelvillanásokkal: az összes korábban röntgenfelvillanásként klasszifikált Swift esemény a közepes, lágy csoportba tartozik. Ennek alapján kapcsolatot teremtettem a röntgenfelvillanások és a harmadik csoport definíciója között, új meghatározást adva a röntgenfelvillanásoknak.

## 6. fejezet

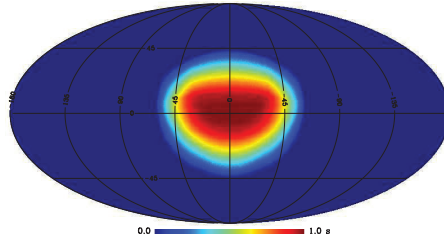
# A Swift kitörések irány szerinti eloszlása

Ebben a fejezetben a Swift kitörések égbolt eloszlásának anizotrópiáját vizsgálom. A kitöréseknek mintegy harmada rendelkezik mért vöröseltolódással, ezeknek az égi koordináták mellett a távolságukat is ismerjük. A vöröseltolódással nem rendelkező kitörések eloszlására csak az égi koordinátáik alapján fogalmazhatunk meg állításokat. Elkészítem a Swift BAT műszer expozíciós függvényét és ennek segítségével mesterséges mintákat generálok ahhoz, hogy a különböző statisztikák által mutatott anizotrópiának a szignifikanciáját megállapítsam. Az anizotrop eloszlások a kitörések szülő-objektumainak távolság-skálájával hozható összefüggésbe.

### 6.1. A probléma ismertetése

A Swift műhold BAT műszere egy kódolt maszk elven működő berendezés (1.2.5 fejezet). A 15 – 150 keV tartományban érzékeny detektorok felett egy maszk helyezkedik el, amelyen egy véletlenszerű minta található. Egy forrás a mintának az „árnyékát” képezi le a detektorokra, ebből egyértelműen meghatározható a forrás helyzete. A műszer egy **D** alakú területet képes észlelni (6.1 ábra) minden pillanatban az égbolton. Ennek a területnek a nagysága nagyjából 1,4 sr és a terület szélei felé kevésbé érzékeny (6.1 ábra). Ez a nem egyenletes érzékenység problémát jelent az anizotrópia

vizsgálatokban. Az effektus figyelembe vételének érdekében koordináta-rendszertől független anizotrópia tesztekert hajtottam végre a mért mintán és a szimulált mintákon. Hasonló vizsgálatot végzett Balázs et al. (1998), Balázs et al. (1999), Mészáros et al. (2000), Vavrek et al. (2008) és Bagoly et al. (2009) a BATSE mintáján. A BATSE érzékenységi függvénye (Brock et al. 1992) kizárólag a deklinációtól függött, a Swift esetén viszont függ a rektaszcenziótól is. A lefedési függvény elkészítésében ezért a gömbi területeket hierarchikusan, vektori alakban sorszámozó HEALPix algoritmust használtam (Górski et al. 2005).



6.1. ábra. A Swift BAT műszer érzékenysége és látómezejének alakja az égboltra vetítve. Az ábra Mollweide vetületben készült.

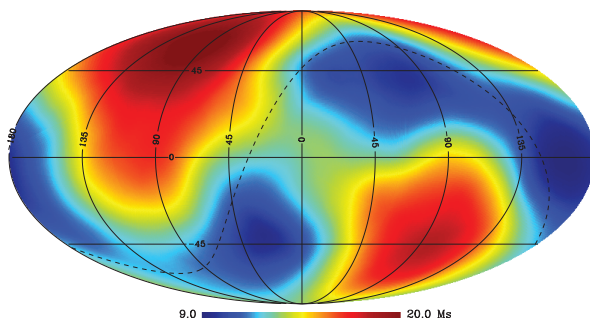
## 6.2. Lefedési, expozíciós függvény

Mivel a Swift műhold irányított megfigyeléseket végez, az égbolt különböző területeit eltérő ideig vizsgálja. Ahhoz, hogy szimulálni tudjam, milyen eloszlást észlelt volna a Swift/BAT műszer ha egy, az égi eloszlását tekintve véletlen mintát figyel meg, ismernem kellett, mennyi ideig figyelte az égbolt különböző területeit. A Swift észlelési stratégiáját napról napra határozzák meg és az új kitörések bekövetkeztének függvényében ezt gyakran változtatják. A megfigyelések megtörténte után másodperces felbontásban elérhető a megfigyelések iránya, expozíciós időtartamok valamint a maszk állását jellemző szögértékek. Ezek segítségével sikerült előállítanom az előző részben

(5. fejezet) tárgyalt 408 megfigyelés idejére a BAT expozíciós vagy lefedési térképét a 2004. decembertől 2009. augusztusig tartó időintervallumra.

Az expozíciós térkép előállításához a megfigyelési napló adatai által mutatott pozíciókra helyeztem a megfelelően elforgatott érzékenységi maszkot (6.1 ábra) és integráltam az adott ponton töltött észlelési idővel.

Az általam készített lefedési függvénynek több szembetűnő eleme van. A legnagyobb és legkisebb expozícióval rendelkező területek között nagyjából kétszeres eltérés van. Az ekliptika mentén kisebb az expozíció értéke. Ez érthető, hiszen a Swift műszerei a Napot, a Földet és a Holdat el kell kerüljék. A lefedési függvény struktúrájában ugyanakkor nagy hasonlóságot mutat egy korábban, aktív galaxismagok vizsgálatához elkészített Swift lefedési függvénnyel (Tueller et al. 2010).



6.2. ábra. A Swift lefedési függvénye galaktikus koordinátákban, Mollweide vetületben. A szaggatott vonal az ekliptikát mutatja. Az expozíciós térképen a minimum ~ 9 millió, a maximum ~ 20 millió másodperc.

### 6.3. Véletlen minták generálása

Mivel a lefedési függvény nem egyenletes a statisztikák szignifikanciájának meghatározását véletlen mintákat alapján állapítom meg. Ezeket a véletlen mintákat úgy

generálom, hogy elemei a Swift BAT műszer megfigyelési stratégiájának megfelelően oszlanak el az égbolton. A gömbön egyenletes eloszlást több lépésben készítettem. Elsőként három, a  $[-1; 1]$  intervallumban egyenletes eloszlású véletlen eloszlás felhasználásával, mint koordinátákkal egy kockában generáltam egy háromdimenziós, véletlen mintát. Az origótól az egységnyi távolságon belül levőket megtartottam és az egységgömbre vetítettem. Vettem a lefedési függvényt legnagyobb értékét. A gömbön generált egyenletes eloszláshoz generáltam egy újabb véletlen számot a nulla és a lefedési függvény legnagyobb értéke között. Amennyiben a véletlen szám az adott ponthoz tartozó lefedési függvény értékénél nagyobbak adódott, a pontot elvettem, ellenkező esetben megtartottam. Ezzel az eljárással tetszőleges elemszámú, olyan ponthalmaz állítható elő az égbolton, amely követi a Swift BAT műszer lefedési függvényét. Az eljárás lényegét tekintve hasonló a 3.1.2 fejezetben tárgyalt aszimmetrikus eloszlást generáló folyamathoz (l. 3.1 ábra).

## 6.4. Izotrópia tesztek

Az irodalomban számos teszt létezik az anizotrop eloszlás kimutatására (Briggs 1993; Mészáros et al. 2000; Vavrek et al. 2008).

### Rayleigh-statisztika

A Rayleigh-statisztika a kitörések pozícióinak, mint egységvektoroknak az összegeként illetve annak az abszolút értékeként áll elő:

$$R = \left| \sum_{i=1}^N \mathbf{r}_i \right|. \quad (6.1)$$

Ez egy véletlen séta (random walk) folyamat és  $\overline{R^2} = N$ . Azt várhatjuk, hogy minél nagyobb az  $R$  statisztika értéke, annál nagyobb a minta dipól-nyomatéka. Amennyiben a minta izotrop, a statisztika értéke alacsony lesz.

Analitikus formában is felírható annak a valószínűsége, hogy egy izotrop minta a véletlen műveként nagyobb  $R$  értéket ad, mint a megfigyelt  $R_{\text{obs}}$  érték (Fisher 1953),

ám ez számítási szempontból bonyolult és az alább bevezetett Watson statisztika jóval egyszerűbben meghatározható eloszlásfüggvényre vezet.

### 6.4.1. Watson-statisztika

A Watson-statisztika a Rayleigh statisztikából származtatható:

$$W = \frac{3}{N} R^2. \quad (6.2)$$

Nagy elemszám mellett könnyebben alkalmazható, egyszerűbb kiszámítani az eloszlásfüggvényét mivel aszimptotikusan ( $N \rightarrow \infty$ ) a 3 szabadsági fokú  $\chi^2$  eloszláshoz tart:

$$P(W > W_{\text{obs}}) = \int_{W_{\text{obs}}}^{\infty} f_{\chi^2_3}(x) dx = F_{\chi^2_3}(W_{\text{obs}}). \quad (6.3)$$

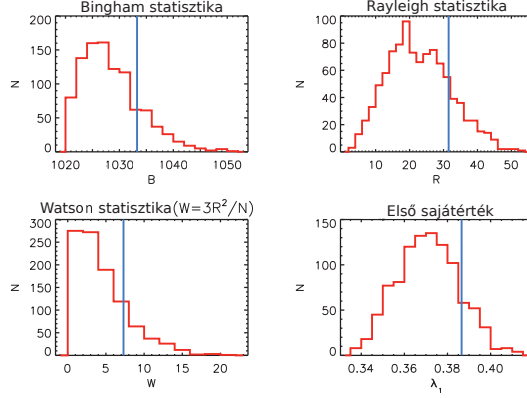
### 6.4.2. Bingham-statisztika

Vezessük be a

$$M_N = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \begin{bmatrix} x_i x_i & x_i y_i & x_i z_i \\ y_i x_i & y_i y_i & y_i z_i \\ z_i x_i & z_i y_i & z_i z_i \end{bmatrix}$$

mátrixot, ahol  $N$  az elemek számát jelöli és  $x_i, y_i, z_i$  a kitörések koordinátái az egységsgömbön. Ennek a mátrixnak legyenek  $\lambda_1 \geq \lambda_2 \geq \lambda_3$  a rendezett sajátértékei. Mivel  $M_N$  szimmetrikus, sajátértékei valósak és a definícióból adódóan az összegük 1.

Izotrop eloszlás esetén  $\lambda_1 \simeq \lambda_2 \simeq \lambda_3 \simeq 1/3$ . Ha  $\lambda_1 > 1/3$ ,  $\lambda_2, \lambda_3 < 1/3$  és  $W \simeq 3$  akkor a  $\pm e_1$  sajátvektor irányában jelent koncentrációdást, ha  $W > 3$  akkor csak a  $\pm e_1$  egyik irányában.  $\lambda_1 > 1/3$  és  $\lambda_2 > 1/3$  valamint  $\lambda_3 < 1/3$  gyűrűszerű csoportosulást jelent  $e_1$ -re merőlegesen.



6.3. ábra. Az 1000 szimulált érték statisztikáinak eloszlása az összes kitörésre pirossal. A függőleges vonal a Swift által ténylegesen mért kitörések megfelelő statisztikáinak értékét mutatja.

A Bingham-statisztika az  $M_N$  sajátértékeinek  $1/3$ -tól való eltérését méri:

$$B = \frac{15N}{2} \sum_{k=1}^3 \left( \lambda_k - \frac{1}{3} \right)^2. \quad (6.4)$$

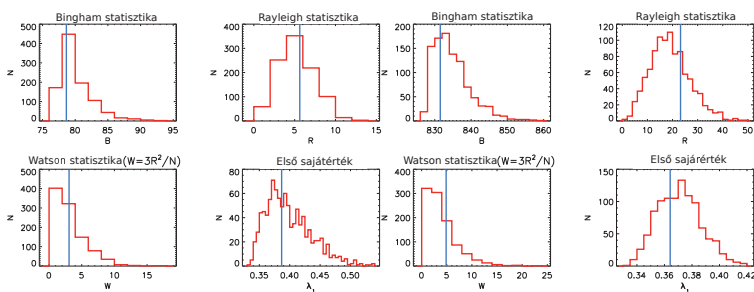
A  $B$  statisztika aszimptotikusan 5 szabadsági fokú  $\chi^2$  eloszláshoz tart (Bingham 1974), így könnyen meghatározható annak a valószínűsége, hogy a mért érték mekkora valószínűséggel mutat anizotrópiát:

$$P(B > B_{\text{obs}}) = \int_{B_{\text{obs}}}^{\infty} f_{\chi^2_5}(x) dx = F_{\chi^2_5}(B_{\text{obs}}). \quad (6.5)$$



6.1. táblázat. A statisztikák értéke a mért eloszlásból számolva. Ezek az értékek a zárójelben található valószínűséggel haladják meg a szimulált eloszlásokból számolt statisztika értékét. A zárójelben tehát a tévedési valószínűség található.

csoport	$N$	Bingham ( $p$ -érték)	Rayleigh ( $p$ -érték)	$M_N$ sajátért. $\lambda_1$ ( $p$ -érték)
rövid	31	78,6 (0,644)	5,6 (0,409)	0,387 (0,553)
közepes	46	123,8 (0,038)	10,4 (0,089)	0,441 (0,072)
hosszú	331	831,5 (0,694)	23,2 (0,290)	0,364 (0,645)
összes	408	1033,3 (0,179)	31,5 (0,183)	0,387 (0,138)

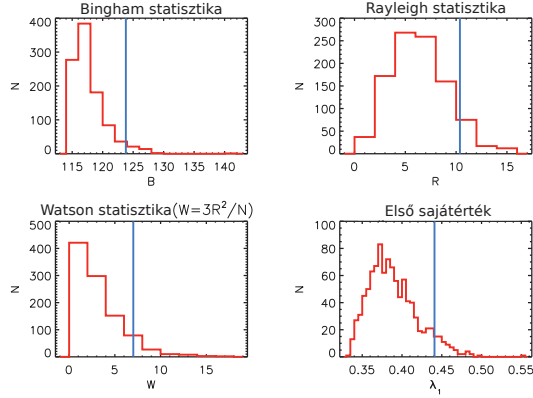


6.4. ábra. Az 1000 szimulált érték statisztikáinak eloszlása a rövid-kemény csoportra (baloldali  $2 \times 2$  ábra) és hosszú-lágy csoportra (jobboldali  $2 \times 2$  ábra). A függőleges vonal a mért kitérések megfelelő statisztikáinak értékét mutatja.

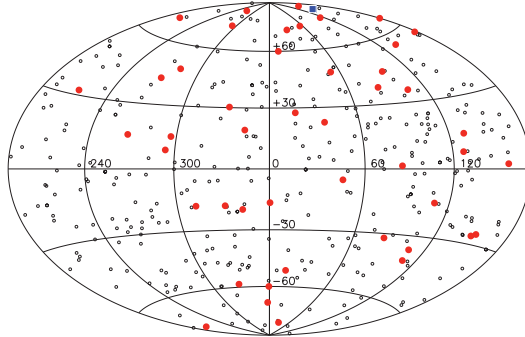
## 6.5. Eredmények értelmezése

Azt találtam, hogy a kitérések harmadik csoportjára jeleztek anizotrópiát a vázolt statisztikai próbák. A lefedési függvény egyenletlensége miatt az analitikus tárgyalás mellett véletlen mintákon alapuló teszteket is elvégeztem. Ezek segítségével az adódott, hogy a rövid és a hosszú csoport izotrop eloszlású az égbolton, míg a közepes csoport (röntgenfelvillanások) anizotrop módon oszlik el.

Az  $M_N$  mátrix sajátértékei valamint a Watson statisztika arra utal, hogy az eloszlás az  $e_1$  sajátvektor irányában csoportosulást mutat ( $\lambda_1 > 1/3$ ,  $\lambda_2, \lambda_3 < 1/3$  és  $W = 7,05 > 3$ ). Ezt ellenőrizhetjük a kitérések ábrázolásával is (6.6 ábra).



6.5. ábra. Az 1000 szimulált érték statisztikáinak eloszlása a közepes-nagyon lágy csoportra pirossal. A függőleges vonal a mért kitörések megfelelő statisztikáinak értékét mutatja.



6.6. ábra. A közepes csoport (a röntgenfelvillanások) eloszlása az égbolton (telt piros körök) valamint a teljes minta eloszlása (üres fekete körök). A kék négyzet mutatja  $e_1$  sajátvektor irányát:  $(l, b) \simeq (174^\circ, 82^\circ)$ . A kitöréseket galaktikus koordináta-rendszerben ábrázoltam, Hammer-Aitoff vetületben.

A szimulációkkal kapott szignifikanciákat összevetve az analitikus értékekkel a következőket találtam: A Rayleigh statisztikából származtatott Watson statisztika a rövid, közepes, hosszú és teljes mintára rendre a következő szignifikanciákat adta (zárójelben a szimulációkból kapott szignifikancia): 0,386 (0,409), 0,070 (0,089), 0,181 (0,290) és 0,063 (0,183). Ezt jó egyezésnek ítélem tekintetbe véve a lefedési függvény egyenetlenségeit valamint azt, hogy az eloszlásfüggvények aszimptotikus esetben adják meg a megfigyelt eloszlásfüggvényt.

## 6.6. Következtetés

Ebben a részben a Swift kitöréseinek anizotrópiáját vizsgáltam három különböző statisztika segítségével. A lefedési függvény egyenetlenségei miatt a statisztikák által mutatott anizotrópia szignifikanciáját Monte Carlo módszerrel vizsgáltam. Ehhez elkészítettem a Swift megfigyelések lefedési függvényét. Azt találtam, hogy a teljes mintán valamint a rövid és a hosszú csoportokra az anizotrópia nem igazolható, a közepes csoport eloszlása pedig gyenge, nem szignifikáns anizotrópiát mutat.



## 7. fejezet

### Eredmények összefoglalása

1. A kitörések röntgen utófényét vizsgáltam. A kitörések azonnali fázisának időtartamát fizikailag értelmes módon osztottam részekre a Bayes-blokk algoritmus segítségével (Veres 2011). Az intervallumokra egyenként spektrumot illeszttem, figyelembe véve az esetleges spektrális fejlődést a kitörés lefolyása során. Megállapítottam, hogy a röntgen és a gamma-tartomány mérései jól illeszkednek egymáshoz (Veres & Bagoly 2009).
2. A GRB 080913 az egyik legtávolabbi kitörés  $z = 6,7$  vöröseltolódással. Saját rendszerében az időtartama szerint a rövid csoportba tartozik. Elvégeztem a  $k$ -korrekciót a kitörésen, és Monte Carlo-módszerrel az aszimmetrikus hibával terhelt mérési adatokra alapozva meghatároztam a hibáját (Pérez-Ramírez et al. 2010). Ez adta az alapot a kitörések központi motorjának fizikai paramétereire tett megszorításokhoz. Egy jelentős felfénylés kapcsán meghatároztam egy nagyon távoli ( $z = 4,7$ ) kvazár fizikai paramétereit (Veres et al. 2010c).
3. Létrehoztam a Swift BAT kitörések kibővített katalógusát, amely jelenleg 408 kitörés adatait tartalmazza (Horváth et al. 2010).
4. A kitörések harmadik csoportjára vonatkozóan azt vizsgáltam, hogy a csoportosításra korábban használt (időtartam és spektrális keménység) változókon kívül milyen egyéb mennyiségben lehet megkülönböztetni a többi csoporttól. Megvizsgáltam a röntgen utófények luminozitását a három csoportban egy korai és

- egy késői időpontban. Azt találtam, hogy a luminozitásukat tekintve a közepes és hosszú kitörések szignifikáns módon eltérnek egymástól (de Ugarte Postigo et al. 2011).
5. Megállapítottam, hogy az izotrop-energia eloszlása a közepes csoport esetében jelentősen eltér a hosszú csoport hasonló eloszlásától. A röntgen utófény spektrumából számított hidrogén oszlopsűrűség eloszlása a közepes és a hosszú csoportok esetén nem tér el szignifikánsan egymástól (de Ugarte Postigo et al. 2011).
  6. Három módszerrel tanulmányoztam a kitörések csoport-struktúráját. Az időtartam-keményiség síkon egy modell-alapú és két modell független csoportosítási eljárással is megerősítettem a már korábban ismert eredményt, miszerint legjobban három csoport feltételezésével írható le a kitörések eloszlása (Veres et al. 2010b).
  7. A Swift kitöréseknek az általam végzett csoportosítását véve alapul megállapítottam, hogy a harmadik csoport csúcsfluxus eloszlása szignifikáns módon eltér a hosszú és a rövid csoport hasonló eloszlásától (Veres et al. 2010b).
  8. Megállapítottam, hogy a mért vöröseltolódással rendelkező hosszú kitörések csúcsfluxus eloszlása szignifikánsan magasabb, mint a vöröseltolódás méréssel nem rendelkező hosszú kitörések eloszlása (Veres et al. 2010b).
  9. Megállapítottam, hogy jelentős átfedés van a közepes csoport és a már korábban ismert jelenség, a röntgenfelvillanások között. Feltételezve, hogy ugyanarról a jelenségről van szó, új módszert javasoltam a röntgenfelvillanások definiálására (Veres et al. 2010b).
  10. A harmadik csoport eloszlása az égbolton gyenge anizotrópiát mutat. Kifejlesztettem egy módszert, amelynek segítségével olyan véletlen katalógusokat lehet készíteni, amelyek követik a Swift műhold észlelési programját. Ezt felhasználva három különböző koordináta-rendszer független statisztikával vizsgáltam meg a korábban meghatározott csoportok égbolteloszlásának anizotrópiáját. Azt találtam, hogy a hosszú és a rövid csoport izotrop módon oszlik el, a közepes pedig gyenge anizotrópiát mutat (Veres et al. 2010a).

# Köszönet

Köszönöm Bagoly Zsoltnak és Horváth Istvánnak, a témavezetőimnek, Balázs Lajosnak, Mészáros Attilának, Mészáros Péternek, Szécsi Dorottyanak és Tusnády Gábornak a gamma-kitörés csoportból, hogy együtt dolgozhattam velük ezen a számomra különösen érdekes területen. Csoportunk munkáját az OKTA K077795 jelű pályázata támogatja. Frey Sándortól, Denise Gabuzdatól és Csabai Istvántól rengeteget tanultam. Jó volt együtt dolgozni Kelemen Jánossal, Antonio de Ugarte Postigoval, Jakub Řípával és Kóbori Józseffel. Sokat segítettek, könnyebbé, érdekesebbé tették a doktori iskolában töltött éveimet Rejtő Lídia, Uray Zoli és Ilda, Kozma László, Ábrahám Péter, Frei Zsolt, Papp Gábor és Jelenics Mikolt. Köszönettel tartozom szüleimnek, testvéreimnek és nagyszüleimnek valamint feleségemnek, Timinek.





# A. Függelék

## BAT bővített katalógus

Ebben a részben bemutatom a Swift-BAT gamma-kitörés katalógus (Sakamoto et al. 2008a) kibővített változatát az általam redukált adatokkal. Ezeket az adatokat használtuk fel a Horváth et al. (2010); de Ugarte Postigo et al. (2011) és Veres et al. (2010b) tanulmányokban. A táblázat oszlopai a következő elemeket tartalmazzák:

1. *Név*: a kitörés neve a GRB előtag nélkül.
2. *ID*: Swift azonosító, trigger szám.
3.  $T_{90}$  és  $T_{50}$ : a kétféle időtartam (l. 1.2 ábra).
4.  $m_{tot}$ : a kitörés teljes időtartamára illesztett spektrum modellje. (PL: egyszerű hatványfüggvény, CPL: hatványfüggvény exponenciális levágással).
5.  $S_1 - S_4$ ,  $S_{tot}$ : a teljes időtartamra integrált fluxus vagy fluencia a Swift négy sávjában (15-25-50-100-150 keV által határolt sávok) és ezek összege.
6.  $m_{pk}$ : a csúcsfluxus körüli egy másodperces intervallum spektrumának modellje.
7.  $P_{ph,1} - P_{ph,4}$ ,  $P_{ph,tot}$ : csúcsfluxus, foton fluxusban a négy csatornában és az összegük.
8.  $P_{en,1} - P_{en,4}$ ,  $P_{en,tot}$ : csúcsfluxus, energia fluxusban a négy csatornában és az összegük.
9.  $z$ : a kitörés vöröseltolódása.
10.  $z_{eff}$ : a vöröseltolódás jellemzése: 1: spektroszkópikus mérés, 0: fotometrikus vöröseltolódás, -1: alsó vagy felső határ a vöröseltolódásra.

Időtartam		Fluencia [ $10^{-8}$ erg cm $^{-2}$ ]								Csúcsfluxus (foton fluxus) [foton cm $^{-2}$ s $^{-1}$ ]						Csúcsfluxus (energia fluxus) [ $10^{-8}$ erg cm $^{-2}$ s $^{-1}$ ]						z	z $_c$
Név	ID.	T <sub>50</sub>	T <sub>90</sub>	m <sub>50</sub>	S <sub>1</sub>	S <sub>2</sub>	S <sub>3</sub>	S <sub>4</sub>	S <sub>50</sub>	m <sub>90</sub>	P <sub>ph,1</sub>	P <sub>ph,2</sub>	P <sub>ph,3</sub>	P <sub>ph,4</sub>	P <sub>ph,50</sub>	P <sub>en,1</sub>	P <sub>en,2</sub>	P <sub>en,3</sub>	P <sub>en,4</sub>	P <sub>en,50</sub>	z	z $_c$	
070621	282808	33.296	17.572	PL	63.074	110.931	149.270	110.204	433.477	PL	0.773	0.827	0.629	0.296	2.525	2.403	4.707	7.157	5.807	20.074	–	–	
070628	283320	39.080	6.144	PL	72.232	103.118	109.331	66.979	351.661	PL	2.012	1.719	1.003	0.380	5.114	6.205	9.631	11.239	7.425	34.500	–	–	
070704	283791	383.880	66.656	PL	87.293	147.234	188.907	134.397	557.828	PL	0.418	0.593	0.624	0.380	2.014	1.312	3.434	7.232	7.518	19.496	–	–	
070714A	284850	3.000	1.000	PL	5.286	5.010	3.303	1.382	14.981	PL	1.044	0.560	0.187	0.045	1.836	3.165	3.039	2.034	0.861	9.098	–	–	
070714B	284856	63.936	37.288	PL	8.315	16.517	25.512	20.952	71.296	PL	0.520	0.773	0.857	0.544	2.695	1.637	4.492	9.968	10.779	26.875	0.920	1	
070721A	285653	3.784	2.128	PL	3.152	2.488	1.322	0.463	7.425	PL	0.459	0.222	0.066	0.014	0.761	1.385	1.199	0.711	0.273	3.568	–	–	
070721B	285654	334.596	267.324	PL	32.398	71.157	123.093	110.256	336.905	PL	0.354	0.473	0.465	0.269	1.561	1.109	2.732	5.374	5.307	14.522	3.626	1	
070724A	285948	0.376	0.212	PL	0.543	0.840	0.975	0.642	3.000	PL	0.406	0.337	0.191	0.070	1.004	1.251	1.887	2.132	1.373	6.643	0.457	1	
070729	286373	0.932	0.556	PL	0.701	1.826	3.824	3.959	10.309	PL	0.191	0.282	0.310	0.196	0.978	0.601	1.637	3.602	3.870	9.710	–	–	
070731	286574	2.852	1.812	PL	2.737	4.409	5.369	3.668	16.183	PL	0.353	0.387	0.302	0.145	1.186	1.098	2.203	3.440	2.849	9.589	–	–	
070802	286809	16.896	9.228	PL	5.002	7.751	9.027	5.955	27.735	PL	0.176	0.139	0.074	0.026	0.415	0.540	0.774	0.825	0.507	2.646	2.450	1	
070805	287088	31.016	16.908	PL	13.170	20.212	23.283	15.225	71.891	PL	0.166	0.197	0.169	0.088	0.620	0.518	1.130	1.940	1.728	5.315	–	–	
070808	287260	58.752	20.736	PL	17.043	31.218	43.991	33.660	125.912	PL	0.528	0.621	0.526	0.270	1.944	1.647	3.552	6.020	5.308	16.527	–	–	
070809	287344	1.280	0.576	PL	1.697	2.737	3.339	2.283	10.056	PL	0.448	0.418	0.271	0.112	1.248	1.385	2.356	3.052	2.188	8.980	0.219	0	
070810A	287364	9.568	3.620	PL	16.265	20.590	19.009	10.435	66.299	PL	0.782	0.631	0.344	0.123	1.881	2.407	3.522	3.842	2.407	12.178	2.170	1	
070810B	287409	0.024	0.020	PL	0.165	0.312	0.458	0.361	1.297	PL	0.584	0.610	0.451	0.207	1.853	1.815	3.466	5.121	4.065	14.467	–	–	
070911	290624	161.508	66.096	PL	212.118	340.208	412.151	280.378	1244.858	PL	1.122	1.275	1.038	0.515	3.950	3.496	7.279	11.857	10.143	32.775	–	–	
070913	290843	2.684	1.196	PL	2.515	4.379	5.827	4.264	16.985	PL	0.295	0.317	0.242	0.114	0.967	0.918	1.803	2.750	2.237	7.706	–	–	
070917	291292	7.708	2.408	PL	29.006	52.001	71.510	53.693	206.210	PL	2.352	2.745	2.306	1.174	8.577	7.336	15.703	26.390	23.122	72.550	–	–	
070920A	291614	55.800	33.512	PL	8.305	13.760	17.299	12.114	51.479	PL	0.131	0.117	0.072	0.028	0.348	0.405	0.658	0.809	0.557	2.428	–	–	
070920B	291728	27.000	10.000	CPL	17.666	27.741	22.750	6.913	75.069	PL	0.340	0.277	0.153	0.055	0.826	1.048	1.548	1.706	1.077	5.379	–	–	
071001	292826	57.488	43.616	PL	13.427	21.406	25.756	17.428	78.017	PL	0.392	0.296	0.149	0.050	0.887	1.205	1.643	1.653	0.971	5.472	–	–	
071003	292954	148.276	18.828	PL	95.353	190.444	295.982	244.241	826.022	PL	1.201	1.795	2.006	1.281	6.283	3.780	10.439	23.330	25.362	62.910	1.604	1	
071008	293587	18.000	6.000	PL	7.042	7.944	6.417	3.166	24.569	PL	0.207	0.162	0.086	0.030	0.485	0.637	0.904	0.953	0.581	3.074	–	–	
071010A	293707	6.212	2.632	PL	5.689	6.355	5.075	2.480	19.599	PL	0.458	0.269	0.100	0.026	0.853	1.393	1.468	1.095	0.507	4.463	0.980	1	
071010B	293795	36.012	5.828	CPL	89.840	139.851	139.963	66.575	436.229	CPL	2.609	2.739	1.597	0.429	7.374	8.126	15.480	17.680	8.255	49.541	0.947	1	
071011	293924	71.220	40.736	PL	29.137	54.578	78.885	61.555	224.155	PL	0.462	0.536	0.447	0.226	1.672	1.442	3.067	5.115	4.455	14.079	–	–	
071013	294120	26.424	9.648	PL	4.438	8.073	11.286	8.583	32.380	PL	0.134	0.133	0.093	0.041	0.400	0.415	0.753	1.049	0.796	3.012	–	–	
071018	294645	361.468	173.212	PL	18.079	31.650	42.366	31.151	123.245	PL	0.106	0.071	0.031	0.009	0.218	0.325	0.391	0.341	0.179	1.236	–	–	
071020	294835	4.212	1.956	PL	19.603	45.850	85.116	80.447	231.016	PL	1.566	2.377	2.704	1.751	8.398	4.931	13.838	31.482	34.683	84.934	2.145	1	

Folytatódik a következő oldalon ...

Időtartam					Fluencia [ $10^{-8}$ erg cm $^{-2}$ ]					Csúcsfluxus (foton fluxus) [foton cm $^{-2}$ s $^{-1}$ ]					Csúcsfluxus (energia fluxus) [ $10^{-8}$ erg cm $^{-2}$ s $^{-1}$ ]					z	z $_{eff}$	
Név	ID	$T_{50}$	$T_{90}$	$m_{tot}$	$S_1$	$S_2$	$S_3$	$S_4$	$S_{tot}$	$m_{pk}$	$P_{pk,1}$	$P_{pk,2}$	$P_{pk,3}$	$P_{pk,4}$	$P_{pk,tot}$	$P_{en,1}$	$P_{en,2}$	$P_{en,3}$	$P_{en,4}$	$P_{en,tot}$	z	z $_{eff}$
071021	294974	225,284	56,216	PL	21,651	34,984	42,743	29,270	128,648	PL	0,188	0,204	0,158	0,075	0,626	0,584	1,163	1,801	1,483	5,031	5,600	-1
071025	295301	153,272	46,956	PL	113,047	179,590	215,209	145,159	653,005	PL	0,498	0,524	0,391	0,181	1,594	1,548	2,980	4,443	3,551	12,521	5,200	1
071028A	295527	90,000	34,000	PL	9,783	13,954	14,781	9,048	47,566	PL	0,075	0,080	0,061	0,029	0,245	0,232	0,456	0,695	0,565	1,949	-	-
071031	295670	180,884	113,860	PL	24,344	27,253	21,819	10,686	84,101	PL	0,213	0,182	0,107	0,041	0,542	0,656	1,021	1,197	0,793	3,667	2,692	1
071101	295779	3,588	1,476	PL	1,306	1,819	1,875	1,124	6,124	PL	0,197	0,172	0,102	0,039	0,510	0,609	0,962	1,146	0,770	3,487	-	-
071112B	296503	0,256	0,192	PL	0,215	0,690	1,817	2,233	4,955	PL	0,186	0,322	0,424	0,308	1,241	0,589	1,888	4,981	6,127	13,585	-	-
071117	296805	6,260	1,720	PL	35,161	61,901	83,388	61,618	242,068	CPL	2,238	3,644	3,649	1,624	11,155	7,081	21,221	41,766	31,714	101,782	1,351	1
071118	296856	104,000	43,000	PL	10,212	16,894	21,204	14,828	63,139	PL	0,129	0,103	0,056	0,020	0,308	0,398	0,577	0,622	0,387	1,983	-	-
071122	297114	68,696	33,784	PL	10,937	16,450	18,519	11,893	57,799	PL	0,206	0,133	0,056	0,016	0,412	0,630	0,733	0,614	0,312	2,288	1,140	1
071129	297628	401,312	181,192	PL	73,168	103,332	108,208	65,645	350,353	PL	0,220	0,266	0,233	0,123	0,841	0,686	1,525	2,674	2,421	7,306	-	-
071227	299787	147,080	77,200	PL	11,126	14,504	13,852	7,812	47,295	PL	0,405	0,505	0,457	0,247	1,614	1,267	2,900	5,253	4,873	14,292	0,383	1
080123	301578	112,832	51,072	PL	10,827	14,876	15,092	8,929	49,725	PL	0,477	0,575	0,502	0,263	1,816	1,489	3,296	5,752	5,188	15,724	-	-
080129	301981	53,596	26,568	PL	9,673	19,604	30,975	25,887	86,139	PL	0,120	0,152	0,141	0,078	0,492	0,376	0,877	1,625	1,533	4,411	4,349	1
080205	302506	110,624	85,600	PL	44,770	62,124	63,753	38,063	208,710	PL	0,622	0,458	0,224	0,073	1,377	1,909	2,539	2,483	1,426	8,357	5,500	-1
080207	302728	297,260	117,476	CPL	85,308	167,832	222,640	135,797	611,575	PL	0,317	0,351	0,277	0,135	1,079	0,986	2,000	3,164	2,647	8,796	-	-
080210	302888	43,096	11,712	PL	31,111	49,096	58,389	39,150	177,746	PL	0,453	0,509	0,410	0,202	1,574	1,412	2,907	4,678	3,964	12,962	2,641	1
080212	303105	124,172	50,232	CPL	36,247	92,089	119,155	47,909	295,399	PL	0,373	0,398	0,301	0,141	1,212	1,159	2,261	3,421	2,765	9,605	3,500	-1
080218A	303609	23,000	15,000	PL	17,992	19,185	14,514	6,790	58,481	PL	0,684	0,340	0,104	0,023	1,150	2,068	1,834	1,118	0,439	5,459	-	-
080218B	303631	6,400	3,008	PL	23,534	20,697	12,495	4,865	61,592	PL	1,715	0,968	0,345	0,086	3,114	5,207	5,273	3,755	1,673	15,908	-	-
080229A	304379	48,500	11,572	PL	175,517	255,185	276,297	172,091	879,091	CPL	5,348	4,996	2,450	0,536	13,331	16,594	27,988	26,798	10,265	81,646	-	-
080303	304549	42,000	17,000	PL	7,703	13,656	18,541	13,784	53,683	PL	0,560	0,453	0,248	0,089	1,350	1,722	2,530	2,771	1,742	8,765	-	-
080307	305011	124,832	47,960	PL	15,637	24,353	28,527	18,903	87,420	PL	0,044	0,083	0,120	0,094	0,341	0,141	0,490	1,419	1,868	3,918	6,100	-1
080310	305288	364,600	250,140	PL	64,092	70,375	55,088	26,494	216,050	PL	0,614	0,447	0,216	0,070	1,346	1,881	2,476	2,391	1,360	8,108	2,420	1
080315	306323	64,000	64,000	PL	4,920	4,657	3,065	1,281	13,922	PL	0,025	0,013	0,004	0,001	0,044	0,077	0,073	0,048	0,020	0,218	-	-
080319A	306754	43,968	22,336	PL	65,943	112,838	147,171	106,050	432,002	PL	1,398	0,892	0,368	0,104	2,762	4,266	4,898	4,038	2,025	15,226	4,200	-1
080319B	306757	122,828	25,748	PL	682,142	1618,604	3053,674	2921,693	8276,113	PL	5,507	7,462	7,450	4,352	24,771	17,272	43,116	86,093	85,985	232,466	0,937	1
080319C	306778	29,732	7,496	PL	38,814	78,570	123,977	103,505	344,865	PL	1,304	1,622	1,467	0,793	5,186	4,076	9,319	16,861	15,629	45,885	1,950	1
080319D	306793	26,516	15,792	PL	6,639	9,379	9,826	5,962	31,807	PL	0,036	0,051	0,053	0,032	0,173	0,113	0,295	0,617	0,639	1,665	-	-
080320	306858	13,844	4,712	PL	4,523	7,395	9,159	6,339	27,417	PL	0,222	0,197	0,120	0,047	0,586	0,686	1,106	1,349	0,922	4,063	6,400	-1
080325	307604	167,040	64,896	PL	81,691	134,701	168,426	117,440	502,258	PL	0,515	0,458	0,281	0,111	1,365	1,591	2,576	3,154	2,163	9,483	-	-
080328	307951	90,872	66,084	PL	102,330	208,584	331,714	278,605	921,234	PL	1,116	1,611	1,731	1,072	5,530	3,507	9,349	20,088	21,201	54,146	-	-
080330	308041	67,056	55,768	PL	10,021	10,784	8,246	3,892	32,943	PL	0,475	0,283	0,108	0,029	0,894	1,444	1,548	1,178	0,554	4,723	1,510	1

Folytatódik a következő oldalon ...

Időtartam				Fluenciá [10 <sup>-8</sup> erg cm <sup>-2</sup> ]					Csúcsfluxus (foton fluxus) [foton cm <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup> ]					Csúcsfluxus (energia fluxus) [10 <sup>-8</sup> erg cm <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup> ]					z	z <sub>eff</sub>		
Név	ID	T <sub>50</sub>	T <sub>90</sub>	m <sub>50</sub>	S <sub>1</sub>	S <sub>2</sub>	S <sub>3</sub>	S <sub>4</sub>	S <sub>tot</sub>	m <sub>pk</sub>	P <sub>pk,1</sub>	P <sub>pk,2</sub>	P <sub>pk,3</sub>	P <sub>pk,4</sub>	P <sub>pk,tot</sub>	P <sub>en,1</sub>	P <sub>en,2</sub>	P <sub>en,3</sub>	P <sub>en,4</sub>	P <sub>en,tot</sub>	z	z <sub>eff</sub>
080409	308812	22,668	2,584	PL	15,026	18,938	17,394	9,509	60,867	CPL	1,132	1,364	0,898	0,254	3,648	3,546	7,771	9,992	4,892	26,203	-	-
080411	309010	56,336	25,032	PL	411,573	681,785	856,972	600,010	2550,347	CPL	12,133	13,516	9,560	3,596	38,804	37,827	76,894	107,674	70,075	292,470	1,030	1
080413A	309096	46,356	15,388	PL	49,063	87,309	119,060	88,813	344,245	CPL	1,295	1,795	1,620	0,736	5,445	4,069	10,360	18,495	14,399	47,324	2,433	1
080413B	309111	6,976	1,664	CPL	51,865	95,012	107,781	52,532	307,189	CPL	5,649	6,541	4,536	1,535	18,261	17,650	37,257	50,868	29,778	135,552	1,100	1
080426	310219	1,724	0,636	PL	7,550	10,247	10,251	5,997	34,046	PL	2,074	1,506	0,724	0,234	4,538	6,358	8,343	8,027	4,554	27,282	-	-
080430	310613	14,328	4,960	PL	19,833	31,602	38,000	25,700	115,136	PL	1,056	0,890	0,511	0,191	2,648	3,256	4,982	5,719	3,730	17,687	0,767	1
080506	311159	150,212	101,600	PL	21,630	34,363	41,180	27,777	124,950	PL	0,108	0,104	0,070	0,030	0,312	0,335	0,588	0,791	0,583	2,298	-	-
080515	311658	27,000	10,000	PL	82,099	88,784	68,278	32,371	271,532	CPL	1,344	1,487	0,555	0,046	3,433	4,219	8,335	5,829	0,860	19,243	-	-
080516	311762	6,720	2,316	PL	6,102	8,909	9,692	6,060	30,763	PL	0,658	0,626	0,415	0,174	1,873	2,036	3,534	4,684	3,418	13,672	-	-
080517	311874	64,576	25,588	PL	8,438	14,552	19,149	13,894	56,033	PL	0,284	0,212	0,105	0,035	0,635	0,870	1,175	1,167	0,679	3,892	-	-
080520	312047	2,844	1,636	PL	2,607	1,822	0,838	0,261	5,529	PL	0,330	0,161	0,048	0,010	0,550	0,998	0,870	0,519	0,200	2,587	1,545	1
080523	312242	96,000	16,000	PL	13,615	23,324	30,461	21,973	89,372	CPL	0,075	0,106	0,065	0,012	0,258	0,237	0,608	0,712	0,227	1,784	3,000	-1
080602A	312958	74,284	58,956	PL	40,267	77,057	114,108	90,722	322,155	PL	0,514	0,788	0,908	0,594	2,804	1,619	4,593	10,580	11,763	28,554	-	-
080603B	313087	58,992	45,280	CPL	38,625	71,382	83,664	43,135	236,806	PL	0,877	1,101	1,006	0,548	3,531	2,743	6,327	11,567	10,806	31,443	2,690	1
080604	313116	82,068	35,612	PL	14,833	22,581	25,773	16,733	79,919	PL	0,103	0,118	0,098	0,049	0,368	0,320	0,676	1,121	0,972	3,089	1,416	1
080605	313299	19,140	7,112	CPL	142,769	310,365	495,334	382,864	1331,333	PL	4,403	5,987	6,003	3,519	19,912	13,810	34,603	69,390	69,525	187,328	1,640	1
080607	313417	79,816	22,572	PL	206,489	470,184	846,997	782,444	2306,120	PL	4,621	6,729	7,299	4,553	23,203	14,531	39,069	84,753	90,097	228,448	3,036	1
080613B	313954	103,924	28,672	PL	64,635	129,122	200,731	165,676	560,163	PL	0,497	0,767	0,889	0,584	2,736	1,567	4,470	10,356	11,564	27,956	-	-
080623	315080	15,144	6,300	PL	10,984	22,929	37,458	32,115	103,487	PL	0,597	0,653	0,509	0,244	2,003	1,858	3,721	5,800	4,798	16,176	-	-
080701A	315615	18,312	4,668	PL	18,905	22,434	19,218	9,938	70,495	PL	1,235	0,761	0,301	0,083	2,379	3,762	4,170	3,300	1,601	12,833	-	-
080701B	315630	0,256	0,256	PL	0,245	0,558	1,003	0,925	2,732	PL	0,307	0,379	0,341	0,183	1,210	0,959	2,179	3,918	3,614	10,670	-	-
080702A	315710	0,512	0,320	PL	0,456	0,883	1,328	1,068	3,734	PL	0,243	0,253	0,186	0,085	0,766	0,755	1,435	2,107	1,664	5,962	-	-
080703	315819	3,444	1,644	PL	3,255	5,402	6,804	4,772	20,233	PL	0,375	0,356	0,235	0,099	1,065	1,161	2,009	2,654	1,932	7,754	5,500	-1
080707	316204	30,228	23,820	PL	10,484	16,716	20,116	13,613	60,930	PL	0,517	0,347	0,152	0,045	1,060	1,580	1,910	1,671	0,879	6,040	1,230	1
080710	316534	113,664	72,164	PL	15,467	30,712	47,418	38,931	132,528	PL	0,486	0,358	0,175	0,057	1,075	1,491	1,983	1,938	1,113	6,524	0,845	1
080714	316910	33,408	10,304	PL	33,964	62,905	89,764	69,356	255,989	PL	1,066	1,312	1,173	0,627	4,178	3,332	7,534	13,467	12,367	36,701	-	-
080721	317508	92,544	6,784	PL	89,169	243,611	537,960	579,559	1450,298	PL	4,635	6,230	6,163	3,575	20,603	14,532	35,979	71,188	70,608	192,307	2,591	1
080723A	317662	24,312	12,320	PL	6,237	10,564	13,618	9,724	40,144	PL	0,329	0,317	0,214	0,091	0,951	1,019	1,793	2,412	1,781	7,005	-	-
080725	317888	42,096	14,976	PL	52,460	93,918	128,953	96,706	372,037	PL	0,684	0,749	0,585	0,281	2,298	2,129	4,268	6,661	5,515	18,573	-	-
080727A	318094	9,916	2,592	PL	1,274	2,780	4,774	4,253	13,080	PL	0,039	0,076	0,117	0,095	0,327	0,123	0,452	1,382	1,894	3,851	-	-
080727B	318101	8,532	6,296	PL	25,494	60,684	114,890	110,217	311,284	PL	1,587	2,238	2,340	1,417	7,583	4,986	12,968	27,111	28,029	73,094	-	-
080727C	318170	77,728	23,484	CPL	50,400	117,665	190,680	137,637	496,380	CPL	0,474	0,761	0,707	0,273	2,215	1,499	4,425	8,038	5,305	19,266	-	-

Folytatódik a következő oldalon ...

Időtartam				Fluencia [ $10^{-8}$ erg cm $^{-2}$ ]					Csúcsfluxus (foton fluxus) [foton cm $^{-2}$ s $^{-1}$ ]					Csúcsfluxus (energia fluxus) [ $10^{-8}$ erg cm $^{-2}$ s $^{-1}$ ]					z	z $_{eff}$		
Név	ID	T $_{50}$	T $_{50}$	m $_{tot}$	S $_1$	S $_2$	S $_3$	S $_4$	S $_{tot}$	m $_{pk}$	P $_{pk,1}$	P $_{pk,2}$	P $_{pk,3}$	P $_{pk,4}$	P $_{pk,tot}$	P $_{en,1}$	P $_{en,2}$	P $_{en,3}$	P $_{en,4}$	P $_{en,tot}$		
080802	318832	181,000	81,000	PL	23,090	36,048	42,348	28,122	129,608	PL	0,162	0,168	0,123	0,056	0,509	0,504	0,954	1,394	1,097	3,948	-	-
080804	319016	33,600	11,136	PL	29,713	69,807	130,238	123,560	353,318	PL	0,918	1,028	0,823	0,403	3,172	2,860	5,864	9,389	7,926	26,039	2,204	1
080805	319036	105,728	38,272	PL	36,465	64,701	87,938	65,430	254,533	PL	0,178	0,288	0,353	0,243	1,062	0,561	1,684	4,130	4,811	11,186	1,505	1
080810	319584	108,700	39,852	PL	46,855	99,256	164,853	143,141	454,105	PL	0,545	0,632	0,528	0,267	1,972	1,699	3,616	6,037	5,263	16,615	3,350	1
080822B	321376	64,000	64,000	PL	7,058	6,411	4,020	1,615	19,105	PL	0,036	0,019	0,006	0,001	0,062	0,110	0,100	0,063	0,025	0,299	-	-
080903	323542	66,472	23,348	CPL	22,542	44,967	52,072	23,404	142,986	PL	0,217	0,262	0,230	0,121	0,830	0,677	1,505	2,638	2,386	7,206	-	-
080905A	323870	1,032	0,796	PL	0,827	2,289	5,128	5,583	13,827	PL	0,216	0,339	0,401	0,268	1,224	0,680	1,978	4,680	5,310	12,648	-	-
080905B	323908	94,920	75,408	PL	27,530	45,494	57,027	39,841	169,892	PL	0,483	0,510	0,381	0,177	1,551	1,500	2,897	4,333	3,472	12,203	2,374	1
080906	323984	128,804	39,800	PL	53,487	90,575	116,740	83,349	344,150	PL	0,364	0,348	0,232	0,098	1,042	1,127	1,965	2,618	1,918	7,629	2,000	1
080913	324561	7,500	3,768	PL	6,692	13,238	20,351	16,654	56,936	PL	0,513	0,485	0,319	0,133	1,451	1,588	2,738	3,602	2,613	10,540	6,695	1
080915A	324744	26,400	10,560	PL	5,028	7,816	9,137	6,044	28,025	PL	0,145	0,147	0,105	0,047	0,444	0,449	0,834	1,195	0,926	3,404	-	-
080915B	324805	3,272	1,012	CPL	21,675	32,375	29,956	12,814	96,821	CPL	3,073	3,028	1,669	0,438	8,207	9,549	17,044	18,428	8,427	53,448	-	-
080916A	324905	56,676	22,644	CPL	54,609	108,554	147,086	92,349	402,598	PL	0,630	0,833	0,807	0,461	2,731	1,976	4,804	9,313	9,097	25,189	0,689	1
080916B	324907	33,740	15,764	PL	8,261	15,494	22,428	17,521	63,705	PL	0,142	0,173	0,152	0,080	0,547	0,444	0,990	1,742	1,580	4,757	-	-
080919	325268	0,604	0,332	PL	0,636	1,454	2,631	2,440	7,161	PL	0,301	0,374	0,339	0,183	1,197	0,940	2,150	3,893	3,609	10,593	-	-
080928	326115	281,288	56,176	PL	45,032	69,762	81,229	53,569	249,593	PL	0,699	0,687	0,473	0,205	2,065	2,168	3,888	5,349	4,018	15,423	1,692	1
081007	330856	8,000	3,000	PL	21,862	21,647	15,019	6,551	65,079	PL	1,428	0,857	0,328	0,088	2,701	4,347	4,687	3,593	1,699	14,326	0,529	1
081008	331093	185,844	111,180	PL	65,039	108,423	137,271	96,653	407,387	PL	0,379	0,412	0,319	0,152	1,262	1,179	2,346	3,633	2,989	10,146	1,968	1
081011	331332	9,904	5,760	PL	2,300	4,109	5,629	4,214	16,252	PL	0,076	0,110	0,118	0,073	0,378	0,239	0,638	1,373	1,451	3,701	-	-
081012	331475	29,208	9,896	PL	8,698	21,118	40,876	39,877	110,570	PL	0,236	0,341	0,367	0,228	1,172	0,742	1,981	4,262	4,503	11,487	-	-
081016B	331856	2,652	1,176	PL	0,632	1,725	3,807	4,100	10,265	PL	0,071	0,128	0,175	0,131	0,506	0,226	0,752	2,064	2,613	6,556	-	-
081017	331964	320,000	320,000	PL	21,534	36,205	46,285	32,837	136,862	PL	0,022	0,020	0,013	0,005	0,060	0,068	0,114	0,145	0,103	0,430	-	-
081022	332399	157,520	58,736	PL	40,762	67,031	83,554	58,121	249,466	PL	0,225	0,205	0,129	0,052	0,611	0,694	1,153	1,454	1,021	4,322	-	-
081024A	332516	1,824	0,664	PL	1,206	2,591	4,371	3,842	12,010	PL	0,292	0,348	0,300	0,155	1,095	0,912	1,994	3,432	3,062	9,401	-	-
081028	332851	281,536	132,972	PL	69,636	104,538	117,417	75,276	366,867	PL	0,193	0,172	0,106	0,042	0,514	0,596	0,969	1,194	0,823	3,582	3,038	1
081029	332931	275,484	102,504	PL	28,527	52,459	74,254	57,013	212,253	PL	0,211	0,160	0,081	0,027	0,478	0,647	0,887	0,899	0,531	2,964	3,848	1
081101	333320	0,180	0,084	PL	0,756	1,534	2,426	2,029	6,745	PL	1,087	1,190	0,929	0,445	3,652	3,384	6,782	5,582	8,759	29,506	-	-
081102	333427	64,000	16,000	PL	35,570	59,219	74,862	52,649	222,301	PL	0,331	0,285	0,168	0,064	0,849	1,022	1,600	1,885	1,255	5,761	-	-
081104	333666	64,000	23,000	PL	47,904	62,479	59,702	33,683	203,767	PL	0,465	0,355	0,181	0,061	1,062	1,429	1,973	2,013	1,196	6,610	-	-
081109	334112	66,768	21,100	PL	53,426	90,872	117,713	84,372	346,383	PL	0,522	0,477	0,301	0,121	1,421	1,614	2,683	3,385	2,377	10,059	-	-
081109B	334129	128,000	128,000	PL	7,819	7,825	5,498	2,423	23,565	PL	0,020	0,011	0,004	0,001	0,036	0,061	0,061	0,043	0,019	0,184	-	-
081118	334877	47,364	23,580	PL	27,848	34,509	31,081	16,728	110,166	PL	0,256	0,212	0,120	0,044	0,632	0,788	1,186	1,338	0,861	4,173	2,580	1

Folytatódik a következő oldalon ...

Idótarum				Fluencia [ $10^{-8}$ erg cm <sup>-2</sup> ]					Coisfluxus (foton fluxus) [foton cm <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup> ]					Coisfluxus (energia fluxus) [ $10^{-8}$ erg cm <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup> ]								
Név	ID	T <sub>obs</sub>	μ <sub>HAR</sub>	S <sub>1</sub>	S <sub>2</sub>	S <sub>3</sub>	S <sub>4</sub>	μ <sub>HAR</sub>	P <sub>H1</sub>	P <sub>H2</sub>	P <sub>H3</sub>	P <sub>H4</sub>	μ <sub>HAR</sub>	P <sub>H1</sub>	P <sub>H2</sub>	P <sub>H3</sub>	P <sub>H4</sub>	z	z <sub>f</sub>			
081121	335105	16.896	8.768	PL	45.668	100.460	174.089	156.142	476.359	CPL	1.381	1.902	1.101	0.185	4.569	4.360	10.870	11.985	3.504	30.718	2.512	1
081126	335647	58.316	31.448	PL	34.732	74.267	124.656	109.114	342.768	PL	0.845	1.127	1.106	0.637	3.716	2.649	6.508	12.768	12.584	34.509	–	–
081127	335715	17.380	8.684	PL	9.793	11.712	11.022	63.211	38.211	PL	0.357	0.205	0.074	0.019	0.656	1.086	1.118	0.817	0.677	3.382	–	–
081128	335895	100.236	34.196	CPL	46.659	80.909	75.753	26.300	229.820	PL	0.428	0.422	0.291	0.126	1.268	1.338	2.387	3.924	2.480	9.489	–	–
081203A	336489	112.320	32.852	PL	96.163	173.463	240.263	181.352	691.202	PL	0.813	0.927	0.758	0.378	2.876	2.535	5.296	8.663	7.344	23.928	2.050	1
081210	337073	14.084	17.616	PL	21.426	41.939	63.711	51.660	178.737	PL	0.684	0.789	0.654	0.329	2.457	2.133	4.511	7.479	6.485	20.698	–	–
081211A	337115	3.456	1.552	PL	4.230	4.323	3.113	13.999	13.065	PL	0.361	0.301	0.171	0.063	0.895	1.111	1.683	1.909	1.233	5.956	–	–
081221	337889	50.646	10.828	CPL	289.735	512.637	609.524	386.547	1756.561	CPL	4.593	6.508	4.897	1.858	17.398	14.420	34.866	55.181	36.161	140.619	–	–
081222	337951	6.000	6.000	CPL	62.044	103.753	121.074	49.887	494.887	CPL	1.893	2.616	2.147	0.914	4.889	7.407	10.465	24.147	14.717	61.423	2.770	1
081226A	337837	0.404	0.196	PL	1.113	2.249	3.534	2.956	9.862	PL	0.698	0.717	0.407	0.294	4.609	2.173	4.349	6.467	3.673	19.261	–	–
081228	333338	3.888	1.632	PL	2.573	3.450	2.248	1.538	11.065	PL	0.297	0.233	0.123	0.043	0.696	0.914	1.299	1.369	0.835	4.418	–	–
081230	336633	6.052	21.460	PL	17.450	24.377	25.210	15.143	82.179	PL	0.244	0.241	0.167	0.073	0.724	0.756	1.363	1.886	1.423	5.429	–	–
090102	338895	12.752	11.072	PL	78.078	156.099	242.880	200.599	677.657	PL	1.280	1.702	1.661	0.954	5.597	4.031	9.819	19.175	18.832	51.838	1.547	1
09107A	339295	26.304	10.616	PL	4.449	6.755	7.688	4.980	23.872	PL	0.361	0.354	0.244	0.106	1.065	1.118	2.005	2.757	2.070	7.950	–	–
091111	339696	24.796	12.912	PL	18.655	20.304	13.732	5.804	62.195	PL	0.347	0.288	0.163	0.060	0.858	1.009	1.612	1.819	1.171	5.571	–	–
091113	339852	9.092	5.880	PL	10.949	19.149	25.603	17.809	74.510	PL	0.623	0.679	0.690	0.370	2.451	1.946	4.415	7.921	7.294	21.576	–	–
091213	340895	139.600	42.960	PL	45.168	74.110	92.143	63.967	275.389	PL	0.632	0.567	0.350	0.139	1.688	1.952	3.186	3.937	2.721	11.795	–	–
091219	341054	17.540	7.064	PL	42.109	61.238	66.325	41.120	210.992	PL	1.240	1.234	0.862	0.378	3.714	3.846	6.987	9.754	7.140	27.998	–	–
092001	341219	85.008	40.480	CPL	357.207	791.909	1156.141	725.048	3030.300	PL	3.417	4.512	4.372	2.494	14.795	10.708	26.025	50.433	49.243	136.409	–	–
092005	342121	8.000	4.196	PL	4.898	6.025	5.381	2.876	19.181	PL	0.316	0.311	0.065	0.017	0.578	0.959	0.985	0.713	0.322	2.980	4.650	1
09301A	344582	0.176	19.920	CPL	221.262	503.654	864.274	320.038	2314.230	PL	4.708	5.837	5.362	2.834	18.400	11.477	33.533	60.448	55.871	164.569	–	–
093005A	345127	4.036	0.276	PL	0.861	1.911	3.345	7.023	9.140	PL	0.369	0.446	0.390	0.205	1.469	1.152	2.555	4.472	4.041	12.220	–	–
093007	345551	12.160	12.160	PL	1.122	2.798	5.582	5.571	15.072	PL	0.029	0.040	0.040	0.023	0.132	0.092	0.230	0.459	0.458	1.239	–	–
093008	345747	24.000	12.000	PL	6.161	6.583	4.993	2.341	20.078	PL	0.122	0.105	0.061	0.023	0.311	0.376	0.586	0.685	0.454	2.011	–	–
093009	345945	3.000	3.000	PL	1.497	3.008	4.706	3.904	13.116	PL	0.253	0.271	0.205	0.096	0.825	0.787	1.539	2.335	1.891	6.553	–	–
093113	346486	77.000	37.000	PL	29.964	42.555	44.852	27.348	144.719	PL	0.310	0.221	0.104	0.033	0.668	0.948	1.225	1.157	0.647	9.796	3.375	1
09401A	348128	11.872	25.276	PL	177.974	289.460	356.306	245.425	1069.165	PL	3.302	3.578	2.758	1.310	10.947	10.273	20.368	31.297	25.746	87.783	–	–
09401B	348126	183.624	6.324	PL	109.151	221.378	365.002	315.159	1006.725	CPL	3.775	6.624	7.862	4.490	22.752	11.674	38.834	91.947	88.602	230.447	–	–
094004	348428	83.600	39.652	PL	85.587	95.975	76.988	37.763	296.313	PL	0.782	0.647	0.363	0.133	1.925	2.410	3.614	4.055	2.598	12.676	–	–
094007	348650	25.728	203.600	PL	16.839	27.387	33.110	23.219	101.155	PL	0.141	0.194	0.197	0.116	0.649	0.443	1.122	2.277	2.301	6.144	–	–
094014	348929	165.380	99.116	PL	43.308	117.782	205.981	186.400	562.912	PL	0.313	0.525	0.668	0.472	1.978	0.990	3.074	7.822	9.367	21.253	–	–
09417B	349400	263.728	153.672	PL	51.234	64.309	71.306	45.245	224.192	PL	0.182	0.098	0.033	0.008	0.322	0.552	0.534	0.660	0.154	1.600	0.345	–

Időtartam					Fluência [ $10^{-8}$ erg cm $^{-2}$ ]					Cúcsfluxus (foton fluxus) [foton cm $^{-2}$ s $^{-1}$ ]					Cúcsfluxus (energia fluxus) [ $10^{-8}$ erg cm $^{-2}$ s $^{-1}$ ]							
Név	ID	$T_{50}$	$T_{90}$	$m_{tot}$	$S_1$	$S_2$	$S_3$	$S_4$	$S_{tot}$	$m_{pk}$	$P_{pk,1}$	$P_{pk,2}$	$P_{pk,3}$	$P_{pk,4}$	$P_{pk,tot}$	$P_{en,1}$	$P_{en,2}$	$P_{en,3}$	$P_{en,4}$	$P_{en,tot}$	$z$	$z_{eff}$
090418	349510	56,212	31,824	PL	58.430	110,089	160,176	125,629	454,325	PL	0.571	0.616	0.472	0.223	1.883	1.777	3.506	5.374	4.388	15.045	1.608	1
090419	349592	468,232	307,276	PL	30.704	59,590	89,658	72,163	252,115	PL	0.171	0.139	0.076	0.027	0.413	0.528	0.774	0.848	0.532	2.682	–	–
090422	349931	8,468	7,452	PL	3.745	6,158	7,673	5,336	22,912	PL	0.551	0.575	0.424	0.194	1.743	1.712	3.263	4.810	3.811	13.597	–	–
090423	350184	10,356	4,852	CPL	11,289	21,212	20,134	6,431	59,066	PL	0.613	0.564	0.359	0.146	1.681	1.895	3.173	4.037	2.854	11.959	8,260	1
090424	350311	48,860	3,356	CPL	242,561	496,257	730,567	522,007	1991,390	CPL	19.160	23,643	18,813	7,796	69,412	59,962	135,434	213,354	152,263	561,014	0,544	1
090426	350479	1,248	0,436	PL	3.998	5,449	5,476	3,216	18,139	PL	1.048	0.824	0.436	0.152	2,461	3,222	4,592	4,861	2,974	15,649	2,609	1
090429A	350853	187,000	78,000	PL	14,637	25,954	35,249	26,211	102,051	PL	0.170	0.186	0.146	0.070	0.572	0.528	1,061	1,662	1,380	4,631	–	–
090429B	350854	4,252	2,088	CPL	5,951	10,604	8,757	2,224	27,536	CPL	0.540	0.625	0.313	0.050	1,527	1,692	3,531	3,389	0,947	9,559	–	–
090510	351588	5,632	2,368	PL	4,831	11,147	20,378	19,037	55,393	PL	0.883	1,202	1,206	0,708	3,999	2,769	6,946	13,947	13,987	37,649	0,903	1
090516	352190	186,844	84,160	PL	37,946	41,854	32,935	15,907	128,643	PL	0.407	0.295	0.141	0.045	0,888	1,248	1,632	1,564	0,885	5,329	4,109	1
090518	352420	6,920	1,888	PL	6,455	11,718	16,343	12,406	46,922	PL	0.796	0.788	0.547	0.239	2,370	2,468	4,460	6,190	4,681	17,798	–	–
090519	352648	81,672	34,808	PL	9,749	23,760	46,187	45,204	124,900	PL	0.092	0.151	0.186	0.129	0,558	0,291	0,881	2,178	2,554	5,904	3,850	1
090529	353540	61,420	30,036	CPL	18,955	33,526	26,504	6,169	85,154	PL	0.301	0.243	0.132	0.047	0,723	0,926	1,355	1,477	0,925	4,682	2,625	1
090530	353567	40,644	25,364	PL	16,494	27,632	35,179	24,878	104,183	PL	1.049	1,083	0,789	0,358	3,280	3,259	6,147	8,956	7,032	25,394	–	–
090531A	353627	38,684	14,576	CPL	20,972	43,320	52,100	24,122	140,514	PL	0.343	0,398	0,333	0,169	1,244	1,069	2,279	3,814	3,331	10,493	–	–
090531B	353728	54,972	39,312	PL	9,351	15,690	20,013	14,173	59,227	PL	0.386	0,526	0,528	0,309	1,749	1,212	3,039	6,099	6,114	16,465	–	–
090607	354299	2,312	1,900	PL	1,120	2,441	4,186	3,725	11,472	PL	0.167	0,227	0,227	0,133	0,754	0,525	1,312	2,623	2,622	7,081	–	–
090618	355083	113,072	27,844	CPL	1454.764	2645,080	3517,920	2416,649	10034,404	CPL	11.137	12,769	9,690	4,065	37,662	34,746	72,846	109,791	79,503	296,885	0,540	1
090621A	355303	219,052	106,304	PL	47,386	75,356	90,408	61,036	274,187	PL	0.939	0,782	0,442	0,163	2,326	2,892	4,371	4,947	3,190	15,400	–	–
090621B	355359	0,100	0,044	PL	0.323	0,912	2,089	2,313	5,637	PL	0.848	1,305	1,508	0,988	4,648	2,671	7,601	17,567	19,581	47,421	–	–
090628	355942	25,580	11,788	PL	8,860	16,459	23,567	18,256	67,142	PL	0.522	0,506	0,342	0,146	1,517	1,618	2,859	3,868	2,868	11,214	–	–
090708	356776	13,152	3,900	PL	13,258	19,747	21,981	13,993	68,978	PL	0.600	0,429	0,203	0,064	1,296	1,839	2,374	2,242	1,253	7,708	–	–
090709A	356890	88,568	30,980	CPL	240,468	551,526	920,834	723,517	2436,335	PL	1.916	2,422	2,233	1,224	7,795	5,994	13,931	25,682	24,144	69,751	–	–
090709B	356912	31,312	14,448	PL	22,843	36,811	44,838	30,632	135,124	PL	0.703	0,734	0,541	0,248	2,226	2,183	4,165	6,147	4,875	17,371	–	–
090712	357072	196,668	39,640	PL	47,796	91,009	134,004	106,075	378,885	PL	0.304	0,295	0,200	0,086	0,885	0,942	1,668	2,263	1,682	6,354	–	–
090715A	357498	62,464	38,080	PL	11,151	22,469	35,270	29,328	98,218	PL	0.915	1,195	1,143	0,646	3,899	2,865	6,887	13,182	12,752	35,686	–	–
090715B	357512	266,052	63,748	PL	86,492	143,960	181,935	127,922	540,307	PL	1.148	1,234	0,943	0,445	3,770	3,570	7,023	10,729	8,737	30,060	3,000	1
090726	358422	65,000	21,000	PL	23,918	26,136	20,344	9,740	80,139	PL	0.277	0,240	0,142	0,054	0,714	0,856	1,345	1,593	1,064	4,858	2,710	1
090727	358520	301,756	255,040	PL	14,738	30,083	47,917	40,294	133,032	PL	0.133	0,163	0,146	0,078	0,520	0,415	0,937	1,672	1,532	4,557	–	–
090728	358574	64,000	16,000	PL	23,259	31,187	30,767	17,804	103,018	PL	0.234	0,169	0,081	0,026	0,511	0,718	0,939	0,900	0,509	3,066	–	–
090807A	359378	145,712	79,656	PL	61,628	68,473	54,340	26,425	210,866	PL	0.309	0,250	0,136	0,049	0,745	0,952	1,395	1,523	0,955	4,825	–	–





# Irodalomjegyzék

- Abbott, B., Abbott, R., Adhikari, R., et al. 2005, *Physics Review D*, 72, 042002
- Abbott, B., Abbott, R., Adhikari, R., et al. 2008, *Astrophysical Journal*, 681, 1419
- Abbott, B. P., Abbott, R., Acernese, F., et al. 2010, *Astrophysical Journal*, 715, 1438
- Abdo, A. A., Ackermann, M., Ajello, M., et al. 2009, *Nature*, 462, 331
- Ahrens, J., Bahcall, J. N., Bai, X., et al. 2004, *Astroparticle Physics*, 20, 507
- Akerlof, C., Balsano, R., Barthelmy, S., et al. 1999, *Nature*, 398, 400
- Aloy, M. A., Janka, H., & Müller, E. 2005, *Astronomy and Astrophysics*, 436, 273
- Amati, L., Frontera, F., & Guidorzi, C. 2009, *Astronomy and Astrophysics*, 508, 173
- Amati, L., Frontera, F., Tavani, M., et al. 2002, *Astronomy and Astrophysics*, 390, 81
- Atwood, W. B., Abdo, A. A., Ackermann, M., et al. 2009, *Astrophysical Journal*, 697, 1071
- Bagoly, Z., Balázs, L. G., Veres, P., Mészáros, A., & Horvath, I. 2009, *ArXiv/0912.3913*
- Bagoly, Z., Mészáros, A., Balázs, L. G., et al. 2006, *Astronomy and Astrophysics*, 453, 797
- Bagoly, Z., Mészáros, A., Horváth, I., Balázs, L. G., & Mészáros, P. 1998, *Astrophysical Journal*, 498, 342
- Bagoly, Z. & Veres, P. 2009a, *Baltic Astronomy*, 18, 297
- Bagoly, Z. & Veres, P. 2009b, in *American Institute of Physics Conference Series*, Vol. 1133, American Institute of Physics Conference Series, ed. C. Meegan, C. Kouveliotou, & N. Gehrels, 473–475
- Balázs, L. G., Bagoly, Z., Horváth, I., Mészáros, A., & Mészáros, P. 2003, *Astronomy and Astrophysics*, 401, 129
- Balázs, L. G., Mészáros, A., & Horváth, I. 1998, *Astronomy and Astrophysics*, 339, 1
- Balázs, L. G., Mészáros, A., Horváth, I., & Vavrek, R. 1999, *Astronomy and Astrophysics Supplement*, 138, 417

- Band, D., Matteson, J., Ford, L., et al. 1993, *Astrophysical Journal*, 413, 281
- Band, D. L., Ryder, S., Ford, L. A., et al. 1996, *Astrophysical Journal*, 458, 746
- Barlow, R. 2003, in *Statistical Problems in Particle Physics, Astrophysics, and Cosmology*, ed. L. Lyons, R. Mount, & R. Reitmeyer, 250
- Barthelmy, S. D., Barbier, L. M., Cummings, J. R., et al. 2005, *Space Science Reviews*, 120, 143
- Belczynski, K., Perna, R., Bulik, T., et al. 2006, *Astrophysical Journal*, 648, 1110
- Bingham, C. 1974, *The Annals of Statistics*, 2, 1201
- Birkel, R., Aloy, M. A., Janka, H., & Müller, E. 2007, *Astronomy and Astrophysics*, 463, 51
- Blandford, R. D. & Znajek, R. L. 1977, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 179, 433
- Bloom, J. S., Frail, D. A., & Sari, R. 2001, *Astronomical Journal*, 121, 2879
- Bloom, J. S., Kulkarni, S. R., Djorgovski, S. G., et al. 1999, *Nature*, 401, 453
- Briggs, M. S. 1993, *Astrophysical Journal*, 407, 126
- Briggs, M. S., Paciesas, W. S., Pendleton, G. N., et al. 1996, *Astrophysical Journal*, 459, 40
- Brock, M. N., Meegan, C. A., Fishman, G. J., et al. 1992, in *AIP Conference Series*, ed. W. S. Paciesas & G. J. Fishman, Vol. 265, 399–403
- Burrows, D. N., Hill, J. E., Nousek, J. A., et al. 2005a, *Space Science Reviews*, 120, 165
- Burrows, D. N., Romano, P., Falcone, A., et al. 2005b, *Science*, 309, 1833
- Burrows, D. N., Roming, P. W. A., Fox, D. B., et al. 2010, in
- Butler, N. R., Kocevski, D., Bloom, J. S., & Curtis, J. L. 2007, *Astrophysical Journal*, 671, 656
- Cash, W. 1979, *Astrophysical Journal*, 228, 939
- Cavallo, G. & Rees, M. J. 1978, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 183, 359
- Celotti, A., Ghisellini, G., & Fabian, A. C. 2007, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 375, 417
- Chattopadhyay, T., Misra, R., Chattopadhyay, A. K., & Naskar, M. 2007, *Astrophysical Journal*, 667, 1017
- Condon, J. J., Condon, M. A., Gisler, G., & Puschell, J. J. 1982, *Astrophysical Journal*, 252, 102
- Costa, E., Frontera, F., Heise, J., et al. 1997, *Nature*, 387, 783
- D’Agostini, G. 2004, *ArXiv e-prints*, 0403086

- de Ugarte Postigo, A., Horváth, I., Veres, P., et al. 2011, *Astronomy and Astrophysics*, 525, A109
- Dempster, A., Laird, N., & Rubin, D. 1977, *Royal statistical Society B*, 39, 1
- Dezalay, J. P., Lestrade, J. P., Barat, C., et al. 1996, *Astrophysical Journal Letters*, 471, L27
- Dickey, J. M. & Lockman, F. J. 1990, *ARA&A*, 28, 215
- Evans, P. A., Beardmore, A. P., Page, K. L., et al. 2009, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 397, 1177
- Evans, P. A., Beardmore, A. P., Page, K. L., et al. 2007, *Astronomy and Astrophysics*, 469, 379
- Evans, P. A., Willingale, R., Osborne, J. P., et al. 2010, *Astronomy and Astrophysics*, 519, A102
- Fermi, E. 1949, *Physical Review*, 75, 1169
- Fisher, R. 1953, *Royal Society of London Proceedings Series A*, 217, 295
- Fishman, G. J., Grindlay, F. J., & The Exist Science Working Group. 2004, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 312, *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, ed. M. Feroci, F. Frontera, N. Masetti, & L. Piro, 502
- Fishman, G. J., Meegan, C. A., Wilson, R. B., et al. 1994, *Astrophysical Journal Supplement Series*, 92, 229
- Frail, D. A., Kulkarni, S. R., Nicastro, L., Feroci, M., & Taylor, G. B. 1997, *Nature*, 389, 261
- Frail, D. A., Kulkarni, S. R., Sari, R., et al. 2001, *Astrophysical Journal Letters*, 562, L55
- Fraley, C. & Raftery, A. 2006, *mclust manual*, <http://www.stat.washington.edu/research/reports/2006/tr504.pdf>, r package version 3.4
- Fraley, C. & Raftery, A. 2009, *mclust: Model-Based Clustering / Normal Mixture Modeling*, <http://www.stat.washington.edu/mclust>, r package version 3.4
- Fraley, C. & Raftery, A. E. 2000, *Journal of the American Statistical Association*, 97, 611
- Fynbo, J. P. U., Greiner, J., Kruehler, T., et al. 2008, *GRB Coordinates Network*, 8225, 1
- Gehrels, N., Barthelmy, S. D., Burrows, D. N., et al. 2008, *Astrophysical Journal*, 689, 1161
- Gehrels, N., Chincarini, G., Giommi, P., et al. 2004, *Astrophysical Journal*, 611, 1005
- Gehrels, N., Norris, J. P., Barthelmy, S. D., et al. 2006, *Nature*, 444, 1044
- Gehrels, N., Ramirez-Ruiz, E., & Fox, D. B. 2009, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 47, 567
- Ghirlanda, G., Ghisellini, G., & Lazzati, D. 2004, *Astrophysical Journal*, 616, 331

- Ghisellini, G., Nardini, M., Ghirlanda, G., & Celotti, A. 2009, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 393, 253
- Ghisellini, G., Padovani, P., Celotti, A., & Maraschi, L. 1993, *Astrophysical Journal*, 407, 65
- Goodman, J. 1986, *Astrophysical Journal Letters*, 308, L47
- Goodman, J. 1997, *New Astronomy*, 2, 449
- Górski, K. M., Hivon, E., Banday, A. J., et al. 2005, *Astrophysical Journal*, 622, 759
- Götz, D., Paul, J., Basa, S., et al. 2009, in *American Institute of Physics Conference Series*, Vol. 1133, *American Institute of Physics Conference Series*, ed. C. Meegan, C. Kouveliotou, & N. Gehrels, 25–30
- Greiner, J., Kruehler, T., & Rossi, A. 2008, *GRB Coordinates Network*, 8223, 1
- Greiner, J., Krühler, T., Fynbo, J. P. U., et al. 2009, *Astrophysical Journal*, 693, 1610
- Grindlay, J. E. 2010, in , 212–219
- Güijosa, A. & Daly, R. A. 1996, *Astrophysical Journal*, 461, 600
- Hakkila, J., Giblin, T. W., Roiger, R. J., et al. 2003, *Astrophysical Journal*, 582, 320
- Hartigan, J. A. 1975, *Clustering algorithms*, Vol. xiii (Wiley New York.), 351
- Heise, J., in't Zand, J., Kippen, R. M., & Woods, P. M. 2001, in *Gamma-ray Bursts in the Afterglow Era*, ed. E. Costa, F. Frontera, & J. Hjorth, 16
- Horváth, I. 1998, *Astrophysical Journal*, 508, 757
- Horváth, I. 2002, *Astronomy and Astrophysics*, 392, 791
- Horváth, I. 2009, *Astrophysics and Space Science*, 323, 83
- Horváth, I., Bagoly, Z., Balázs, L. G., et al. 2010, *Astrophysical Journal*, 713, 552
- Horváth, I., Balázs, L. G., Bagoly, Z., Ryde, F., & Mészáros, A. 2006, *Astronomy and Astrophysics*, 447, 23
- Horváth, I., Balázs, L. G., Bagoly, Z., & Veres, P. 2008, *Astronomy and Astrophysics*, 489, L1
- Horváth, I., Mészáros, A., Balázs, L. G., & Bagoly, Z. 2004, *Baltic Astronomy*, 13, 217
- Hovatta, T., Valtaoja, E., Tornikoski, M., & Lähteenmäki, A. 2009, *Astronomy and Astrophysics*, 494, 527
- Huja, D., Mészáros, A., & Řípa, J. 2009, *Astronomy and Astrophysics*, 504, 67
- Hullinger, D. 2006, PhD thesis, University of Maryland, College Park, United States – Maryland Advisor: Sullivan, Greg

- Jakobsson, P., Hjorth, J., Fynbo, J. P. U., et al. 2004, *Astrophysical Journal Letters*, 617, L21
- Jakobsson, P., Levan, A., Fynbo, J. P. U., et al. 2006, *Astronomy and Astrophysics*, 447, 897
- Jóhannesson, G., Björnsson, G., & Gudmundsson, E. H. 2006, *Astrophysical Journal*, 647, 1238
- Kalberla, P. M. W., Burton, W. B., Hartmann, D., et al. 2005, *Astronomy and Astrophysics*, 440, 775
- Kippen, R. M., Woods, P. M., Heise, J., et al. 2003, in *American Institute of Physics Conference Series*, Vol. 662, *Gamma-Ray Burst and Afterglow Astronomy 2001: A Workshop Celebrating the First Year of the HETE Mission*, ed. G. R. Ricker & R. K. Vanderspek, 244–247
- Klebesadel, R. W., Strong, I. B., & Olson, R. A. 1973, *Astrophysical Journal Letters*, 182, L85
- Kobayashi, S., Piran, T., & Sari, R. 1997, *Astrophysical Journal*, 490, 92
- Kocevski, D. & Liang, E. 2003, *Astrophysical Journal*, 594, 385
- Koshut, T. M., Paciesas, W. S., Kouveliotou, C., et al. 1996, *Astrophysical Journal*, 463, 570
- Kouveliotou, C., Meegan, C. A., Fishman, G. J., et al. 1993, *Astrophysical Journal Letters*, 413, L101
- Krolik, J. H. & Hawley, J. F. 2010, in *Lecture Notes in Physics*, Berlin Springer Verlag, Vol. 794, *Lecture Notes in Physics*, Berlin Springer Verlag, ed. T. Belloni, 265
- Lähtenmäki, A., Valtaoja, E., & Wiik, K. 1999, *Astrophysical Journal*, 511, 112
- Lee, H. K., Wijers, R. A. M. J., & Brown, G. E. 2000, *Physics Reports*, 325, 83
- Lee, W. H., Ramirez-Ruiz, E., & Granot, J. 2005, *Astrophysical Journal Letters*, 630, L165
- Liang, N., Xiao, W. K., Liu, Y., & Zhang, S. N. 2008, *Astrophysical Journal*, 685, 354
- Lin, R. P., Dennis, B. R., Hurford, G. J., et al. 2002, *Solar Physics*, 210, 3
- Lü, H., Liang, E., Zhang, B., & Zhang, B. 2010, *ApJL* submitted
- MacFadyen, A. I. & Woosley, S. E. 1999, *Astrophysical Journal*, 524, 262
- Mahalanobis, P. C. 1936, *Proceedings National Institute of Science, India*, 2, 49
- Mazets, E. P., Golenetskii, S. V., Ilinskii, V. N., et al. 1981, *Astrophysics and Space Science*, 80, 3
- Mazets, E. P., Golenskii, S. V., Ilinskii, V. N., Aptekar, R. L., & Guryan, I. A. 1979, *Nature*, 282, 587
- Meegan, C., Lichti, G., Bhat, P. N., et al. 2009, *Astrophysical Journal*, 702, 791
- Mészáros, A., Bagoly, Z., Horváth, I., Balázs, L. G., & Vavrek, R. 2000, *Astrophysical Journal*, 539, 98

- Mészáros, P. 2002, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 40, 137
- Mészáros, P. 2006, *Reports on Progress in Physics*, 69, 2259
- Mészáros, P. & Rees, M. J. 2000, *Astrophysical Journal Letters*, 541, L5
- Moretti, A., Perri, M., Capalbi, M., et al. 2006, *Astronomy and Astrophysics*, 448, L9
- Mukherjee, S., Feigelson, E. D., Babu, G. J., et al. 1998, *Astrophysical Journal*, 508, 314
- Murakami, T., Fujii, M., Hayashida, K., Itoh, M., & Nishimura, J. 1988, *Nature*, 335, 234
- Murtagh, F. & Heck, A., eds. 1987, *Astrophysics and Space Science Library*, Vol. 131, *Multivariate Data Analysis*
- Nakar, E. 2007, *Physics Reports*, 442, 166
- Nakar, E. & Piran, T. 2005, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 360, L73
- Norris, J. P. & Bonnell, J. T. 2006, *Astrophysical Journal*, 643, 266
- Norris, J. P., Cline, T. L., Desai, U. D., & Teegarden, B. J. 1984, *Nature*, 308, 434
- Norris, J. P., Marani, G. F., & Bonnell, J. T. 2000, *Astrophysical Journal*, 534, 248
- Nousek, J. A., Kouveliotou, C., Grupe, D., et al. 2006, *Astrophysical Journal*, 642, 389
- Nysewander, M., Fruchter, A. S., & Pe'er, A. 2009, *Astrophysical Journal*, 701, 824
- O'Brien, P. T., Willingale, R., Osborne, J., et al. 2006, *Astrophysical Journal*, 647, 1213
- Oechslin, R. & Janka, H. 2006, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 368, 1489
- Pal'Shin, V., Golenetskii, S., Aptekar, R., et al. 2008, *GRB Coordinates Network*, 8256, 1
- Panaitescu, A. & Kumar, P. 2001, *Astrophysical Journal*, 554, 667
- Pérez-Ramírez, D., de Ugarte Postigo, A., Gorosabel, J., et al. 2010, *Astronomy and Astrophysics*, 510, A105
- Piran, T. 1999, *Physics Reports*, 314, 575
- Piran, T. 2004, *Reviews of Modern Physics*, 76, 1143
- Qin, Y., Gupta, A. C., Fan, J., Su, C., & Lu, R. 2010, *Science in China G: Physics and Astronomy*, 34
- R Development Core Team. 2008, *R: A Language and Environment for Statistical Computing*, R Foundation for Statistical Computing, Vienna, Austria, ISBN 3-900051-07-0
- Readhead, A. C. S. 1994, *Astrophysical Journal*, 426, 51
- Rees, M. J. & Mészáros, P. 1992, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 258, 41P

- Rees, M. J. & Mészáros, P. 1994, *Astrophysical Journal Letters*, 430, L93
- Romano, P., Campana, S., Chincarini, G., et al. 2006, *Astronomy and Astrophysics*, 456, 917
- Roming, P. W. A., Kennedy, T. E., Mason, K. O., et al. 2005, *Space Science Reviews*, 120, 95
- Ruffert, M. & Janka, H. 1998, *Astronomy and Astrophysics*, 338, 535
- Ruffert, M. & Janka, H. 1999, *Astronomy and Astrophysics*, 344, 573
- Rybicki, G. B. & Lightman, A. P. 1986, *Radiative Processes in Astrophysics*, ISBN 0-471-82759-2., Wiley-VCH
- Ryde, F. 2005, *Astrophysical Journal Letters*, 625, L95
- Sakamoto, T., Barthelmy, S. D., Barbier, L., et al. 2008a, *Astrophysical Journal Supplement Series*, 175, 179
- Sakamoto, T., Hill, J. E., Yamazaki, R., et al. 2007, *Astrophysical Journal*, 669, 1115
- Sakamoto, T., Hullinger, D., Sato, G., et al. 2008b, *Astrophysical Journal*, 679, 570
- Salvaterra, R., Della Valle, M., Campana, S., et al. 2009, *Nature*, 461, 1258
- Sari, R., Piran, T., & Halpern, J. P. 1999, *Astrophysical Journal Letters*, 519, L17
- Scargle, J. D. 1998, *Astrophysical Journal*, 504, 405
- Schaefer, B. E. 2007, *Astrophysical Journal*, 660, 16
- Schwarz, G. 1978, *Annals of Statistics*, 6, 461
- Setiawan, S., Ruffert, M., & Janka, H. 2006, *Astronomy and Astrophysics*, 458, 553
- Szegi, Á. 2010, <http://www.e-nyelv.hu/2010-08-11/gamma-kitores/>
- Tanvir, N. R., Fox, D. B., Levan, A. J., et al. 2009, *Nature*, 461, 1254
- Tueller, J., Baumgartner, W. H., Markwardt, C. B., et al. 2010, *Astrophysical Journal Supplement Series*, 186, 378
- Řípa, J., Mészáros, A., Wigger, C., et al. 2009a, *VizieR Online Data Catalog*, 349, 80399
- Řípa, J., Mészáros, A., Wigger, C., et al. 2009b, *Astronomy and Astrophysics*, 498, 399
- van Paradijs, J., Groot, P. J., Galama, T., et al. 1997, *Nature*, 386, 686
- Vaughan, S., Goad, M. R., Beardmore, A. P., et al. 2006, *Astrophysical Journal*, 638, 920
- Vavrek, R., Balázs, L. G., Mészáros, A., Horváth, I., & Bagoly, Z. 2008, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 391, 1741
- Veres, P. 2010, <http://it17.elte.hu/~veresp/swt90h32gr408.txt>

- Veres, P. 2011, *Advances in Space Research*, 47, 1356
- Veres, P. & Bagoly, Z. 2009, *Baltic Astronomy*, 18, 284
- Veres, P., Bagoly, Z., Horváth, I., et al. 2010a, in *American Institute of Physics Conference Series*, ed. N. Kawai & S. Nagataki, Vol. 1279, 457–459
- Veres, P., Bagoly, Z., Horváth, I., Mészáros, A., & Balázs, L. G. 2010b, *Astrophysical Journal*, 725, 1955
- Veres, P., Frey, S., Paragi, Z., & Gurvits, L. I. 2010c, *Astronomy and Astrophysics*, 521, A6
- Veres, P., Frey, S., Paragi, Z., & Gurvits, L. I. 2010d, *Journal of Physics Conference Series*, 218, 012014
- Woosley, S. E. & Bloom, J. S. 2006, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 44, 507
- Woosley, S. E., Heger, A., & Weaver, T. A. 2002, *Reviews of Modern Physics*, 74, 1015
- Worsley, M. A., Fabian, A. C., Pooley, G. G., & Chandler, C. J. 2006, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 368, 844
- Xu, D. 2008, *GRB Coordinates Network*, 8267, 1
- Yang, M. S. 1993, *Mathematical and Computer Modelling*, 18, 1
- Yonetoku, D., Murakami, T., Nakamura, T., et al. 2004, *Astrophysical Journal*, 609, 935
- Yoshida, N., Omukai, K., & Hernquist, L. 2008, *Science*, 321, 669
- Zhang, B. 2007, *Chinese Journal of Astronomy and Astrophysics*, 7, 1
- Zhang, B., Fan, Y. Z., Dyks, J., et al. 2006, *Astrophysical Journal*, 642, 354
- Zhang, B., Liang, E., & Zhang, B. 2007, *Astrophysical Journal*, 666, 1002
- Zhang, B., Zhang, B., Virgili, F. J., et al. 2009, *Astrophysical Journal*, 703, 1696



## Gamma-kitörések fizikai jellemzőinek statisztikus vizsgálta (kivonat) - Veres Péter

Dolgozatomban a gamma-kitörések témakörében végzett kutatásaimat mutatom be. A kitörések a legnagyobb energiafelszabadulással járó folyamatok amelyeket ismerünk. Egy tipikus kitörés energiájának zömét gamma-tartományban sugározza ki körülbelül  $10^{-2} - 10^3$  s alatt, majd egy halványabb fázis, az utófény következik, amely röntgentől a rádiótartományig észlelhető, több napos, csökkenő intenzitású folyamat. A jelenség a leginkább elfogadott elképzelés szerint nyalábolt, relativisztikus (fénysebességhez közeli) sebességgel mozgó anyagsomók ütközésével jön létre. Ezek az anyagsomók nagytömegű csillagok összeomlása vagy kompakt kettősök összeolvadása eredményeként keletkeznek. A fénygörbe változékonyságból a kibocsátó objektum jellemző méretét becsülhetjük meg, a spektrumból a sugárzási folyamatokra lehet következtetni. A kitörések néhány ezer kilométer méretű régióban keletkeznek. A spektrum alapján elmondható, hogy a sugárzás szinkrotron és inverz Compton-folyamatokban keletkezik.

A kitörések napjaink asztrofizikájának intenzíven kutatott területe. Ehhez munkám több ponton kapcsolódik:

- *Röntgen utófények:* A röntgen utófény a kitörés dinamikája mellett a csillagközi anyag tulajdonságainak megismerése szempontjából is fontos.
- *Kozmológia:* A kitörések  $z \gtrsim 8$  vöröseltolódásnál is megfigyelhetők, ezért annak a vizsgálata, hogy alkalmasak-e kozmológiai paraméterek becslésére, rendkívül fontos.
- *Csoportok száma:* A szülő objektumok kiderítése szempontjából nagyon fontos megismerni hány eltérő tulajdonságú csoportra oszthatók a kitörések.
- *Írány szerinti eloszlás:* A kitörések csoportjainak anizotrópiája a szülő objektumok eloszlásának távolságskálájával van összefüggésben, ezért fontos információval bír.

Dolgozatom első részében áttekintem a kitörések kutatásának történetét és az alapvető fizikai tulajdonságokat, amelyekre a mérésekből következtetni lehet, valamint az elméleti modelleket. A második rész a röntgen utófényrel foglalkozik: arra keresem a választ, hogy a kitörések korai utófénye és késői azonnali emissziója hogyan kapcsolódnak egymáshoz. Ezt követően a harmadik részben bemutatom a kozmológiai k-korrekció módszerét a kitörésekre alkalmazva és egy saját fejlesztésű, aszimmetrikus hibákat kezelő eljárást. Ezt alkalmazom a GRB 080913 kitörésre, majd egy  $z = 4,7$  vöröseltolódású kvazár fizikai paramétereit számolom ki.

A kitöréseknek a rövid és hosszú csoportja mellett a harmadik, közepes csoport megkülönböztető tulajdonságai utáni keresést részletezem a negyedik fejezetben. Megvizsgálom a röntgen utófény luminozitásának eloszlását egy korai és egy késői pillanatban és megállapítom, hogy a közepes csoport szignifikánsan halványabb. A röntgen utófény spektruma alapján számított hidrogén-oszlopsűrűséget összehasonlítva a közepes és hosszú csoportokra, nem találtam szignifikáns különbséget. Az izotrop energiakibocsátás eloszlását megvizsgálva azt találtam, hogy a közepes csoport szignifikánsan alacsonyabb izotrop energiával rendelkezik.

A következő fejezetben három új módszerrel klasszifikálva a kitöréseket megmutatom, hogy a közepes csoport alacsonyabb csúcsfluxussal rendelkezik és hasonlóságot mutat egy korábban azonosított jelenséggel, a röntgenfelvillanásokkal. Ez utóbbira a klasszifikációs eljárás eredményét alkalmazva egy új definíciót adok. Az utolsó fejezetben a kitöréscsoportok irány szerinti eloszlását vizsgálom az égbolton és megállapítom, hogy a közepes csoport gyenge, nem szignifikáns anizotrópiát mutat. Az anizotrópia szignifikanciájának számításához elkészítem a Swift expozíciós térképét, amelynek segítségével véletlen mintákat generálok. A dolgozat végén közlöm a kitörések kibővített katalógusát, amelyet több tanulmányban használtam.

In the present thesis I will discuss aspects of my studies in the field of gamma-ray bursts (GRBs). Gamma-ray bursts are the most luminous events known in the Universe. A typical GRB emits the bulk of its energy in gamma-rays and it lasts between  $10^{-2}$  and  $10^3$  seconds. This prompt phase is followed by quickly fading emission at longer wavelengths. GRBs involve jetted emission from collision of relativistic (speeds close to the speed of light) shells. The shells are emitted from the collapse of supermassive stars or the merger of compact binaries. From the variations which are present in the lightcurve we can infer the characteristic size of the emitting object to be of the order of thousand kilometers. The non-thermal nature of the spectrum points to synchrotron and inverse Compton radiation processes.

The field of GRBs is one of the most intensely researched areas in modern day astrophysics. My studies are linked to this field at the following points:

- *X-ray afterglows*: Besides the important clues for the dynamics of the jet, the X-ray afterglows provide crucial information about the circumstellar medium.
- *Cosmology*: Bursts can be observed out to redshifts  $z \gtrsim 8$ , thus it is very important to research whether they can be used for studies of cosmological parameters.
- *Groups of GRBs*: It is not yet clear how many underlying, physically distinct groups are there in the bursts samples we observe.
- *Anisotropy*: The spatial distribution of the groups of GRBs can yield information on the distance scale of their progenitor objects.

In the first part of my thesis I summarize the history of the field, the physical properties which can be deduced from observations and the theoretical models which explain the phenomenology. In the second part I investigate the link between the prompt gamma-ray emission and the early X-ray afterglow emission. In the third chapter I present the method of cosmological k-correction applied to GRB 080913 with asymmetric errors of the spectral parameters. Here I also study the physical parameters of a high-redshift quasar at  $z = 4.7$ .

In the fourth chapter I investigate discriminating observational properties of the third group of GRBs: the X-ray afterglow luminosities, the X-ray hydrogen column densities and isotropic-equivalent energies. I found no significant difference for the hydrogen column density distribution of the long and intermediate class, while the X-ray luminosity and the isotropic-equivalent energy distribution was significantly different.

In the next section I classify the GRBs with three different methods and show that the third group of GRBs has a significantly lower peak flux and shows resemblance to a class of GRBs known as X-ray flashes. I provide a new definition for this class. By comparing the peak fluxes of long GRBs having measured redshift with long bursts without measured redshift, I found that there is a significant difference between them. In the final chapter I investigate the directional anisotropy of the bursts. I build the exposure map of the Swift BAT instrument in order to be able to carry out Monte Carlo simulations to test the significance of the anisotropy. In the appendix of the thesis I present an extended catalog of GRBs detected by Swift.